

# **Modellierung und dynamische Simulation direktverdampfender Parabolrinnensysteme mit wechselnden Strömungsrichtungen**

## **Diplomarbeit**

vorgelegt von

**Dipl.-Ing. (FH) Michael Wittmann**

Matrikelnummer 334176

Technische Universität Clausthal  
Institut für Energieverfahrens-  
und Brennstofftechnik

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V  
Institut für Technische Thermodynamik, Stuttgart

Mai 2006

Erstgutachter:	Prof. Dr.-Ing. Roman Weber, IEVB Clausthal
Zweitgutachter:	Prof. Dr.-Ing. Reinhard Scholz, IEVB Clausthal
Betreuer:	Dr.-Ing. Tobias Hirsch, DLR Stuttgart Dipl.-Math. Marc Muster, IEVB Clausthal



## **Erklärung**

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß veröffentlichtem oder unveröffentlichtem Schrifttum entnommen sind, sind als solche gekennzeichnet.

Stuttgart, im Mai 2006

## **Vorwort**

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Diplomantenstelle am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt am Institut für Technischen Thermodynamik zu Stuttgart.

Ich danke den Leiter des Instituts für Energieverfahrenstechnik und Brennstofftechnik Herrn Prof. Roman Weber für die Betreuung der Arbeit und Herrn Prof. Reinhard Scholz für die Übernahme des Zweitgutachtens. Ebenfalls möchte ich mich bei Herrn Marc Muster für den ständigen Kontakt von Clausthal nach Stuttgart bedanken.

Meinen eigentlichen Dank möchte ich meinem Betreuer Dr. Tobias Hirsch aussprechen. Er war ein hervorragender Begleiter während der gesamten Zeit der Diplomarbeit, er hat mich stets bei meinen eigenen Ideen unterstützt und mir größten Gestaltungsraum zugestanden. Außerdem ebnete er mit seinen Anregungen und Lösungsvorschlägen stets den Boden für die eigene Leistung.

Weiterhin danke ich allen Mitarbeitern des Instituts für Technische Thermodynamik für eine hervorragende Zusammenarbeit und ein freundschaftliches Miteinander.

Für die Irrtümer, Fehlinterpretationen und Freiheiten bei den im Text enthaltenen Fakten ist ausschließlich der Autor verantwortlich.

Michael Wittmann  
Stuttgart im Mai 2006

# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>VII</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>IX</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Aufgabenstellung und Motivation</b>	<b>4</b>
<b>3 Modellbildung</b>	<b>6</b>
3.1 Theorie der objektorientierten Modellierung . . . . .	6
3.1.1 Beschreibung von differential-algebraischen Gleichungen . . .	6
3.1.2 Ereignisse . . . . .	8
3.2 Modellbeschreibungen . . . . .	8
3.2.1 Grundlegende Struktur des Rohrströmungsmodells . . . . .	9
3.2.2 Das Rohr- bzw. das Absorberelement . . . . .	10
3.2.2.1 Thermofluidmechanik . . . . .	10
3.2.2.2 Wärmespeicherung in der Rohrwand . . . . .	11
3.2.2.3 Druckverlustkorrelation . . . . .	13
3.2.3 Räumliche Diskretisierung des Absorbermodells . . . . .	15
3.2.3.1 Fluidhydraulik . . . . .	16
3.2.3.2 Druckverlustelement und Konnektorendefinition . .	17
3.2.3.3 Wandwärmestrom . . . . .	19
3.2.4 Drucktank . . . . .	20
3.2.5 Zusätzliche Komponenten . . . . .	21
3.2.5.1 Rückschlagventile . . . . .	21
3.2.5.2 Ein- und Ausströmrandbedingungen . . . . .	22
3.2.5.3 Abscheider . . . . .	22
3.3 Implementierung . . . . .	23
3.3.1 Die erste Implementierung . . . . .	23
3.3.2 Probleme beim Modellverhalten . . . . .	24
3.3.3 Problemanalyse . . . . .	26
3.3.3.1 Stabilitätstest . . . . .	26
3.3.3.2 Kondition der Matrix . . . . .	27

3.3.4	Lösungsansätze . . . . .	30
3.3.4.1	Analytische Ableitung der Dichte . . . . .	31
3.3.4.2	Normierung der Zustandsgrößen . . . . .	32
3.3.4.3	Fehlerfortpflanzung bei den arithmetischen Operationen . . . . .	33
3.3.4.4	Setzen des Massenstroms unterhalb eines Schwellenwertes . . . . .	33
3.3.4.5	Gewichtungsfaktor für die Druckverlustberechnung .	34
3.3.4.6	Einführen eines Dämpfungsglieds für die Druckberechnung . . . . .	34
3.3.5	Gewählter Ansatz . . . . .	37
3.4	Validierung . . . . .	38
3.4.1	Validierung der gerichteten Strömung . . . . .	38
3.4.2	Plausibilität wechselnder Strömungsrichtungen . . . . .	40
3.4.3	Rechenzeitvergleich . . . . .	43
<b>4</b>	<b>Simulation von Rückströmvorgängen während des Anfahrvorgangs</b>	<b>45</b>
4.1	Systemaufbau . . . . .	46
4.1.1	Kraftwerkslayout . . . . .	46
4.1.2	Feldlayout . . . . .	46
4.2	Energetechnischer Hintergrund . . . . .	48
4.3	Untersuchung von Teilprozessen . . . . .	50
4.3.1	Druckverlauf beim Umschalten in den Rezirkulationsbetrieb .	51
4.3.1.1	Einspritzung in den Puffertank zur Druckabsenkung	52
4.3.1.2	Androsselung des Ausflusses in den Kondensatortank	53
4.3.1.3	Entspannen der Dampfphase in das Rohrsystem . .	54
4.3.1.4	Entspannen der Dampfphase über ein Ablassventil .	54
4.3.2	Masseneintrag in den Puffertank nach Umschalten in den Rezirkulationsbetrieb . . . . .	55
4.3.3	Ausbilden einer konstanten Strömung ohne solare Einstrahlung	56
4.4	Zentrale Steuerung zur Koordination der Teilprozesse . . . . .	58
4.5	Parameterstudie zur Kapazitätsbemessung der Tanks . . . . .	60
4.5.1	Definition des Referenzsystems . . . . .	61
4.5.2	Interessierende Größen . . . . .	62
4.5.3	Auswertungsmethode . . . . .	62
4.5.4	Auswertung der Ergebnisse . . . . .	65
4.6	Simulation des gesamten Anfahrvorgangs . . . . .	72
4.6.1	Einleitung . . . . .	72
4.6.2	Phase 1: Entladung des Speisewassertanks . . . . .	73
4.6.3	Phase 2: Entladung des Puffertanks . . . . .	74

## *Inhaltsverzeichnis*

4.6.4	Phase 3: Vorbereitung der Rezirkulation . . . . .	75
4.6.5	Phase 4: Globale Rezirkulation und Fokussierung der Parabol- spiegel . . . . .	75
4.6.6	Phase 5: Einkopplung des erzeugten Dampfes in das Maschi- nenhaus . . . . .	77
4.6.7	Abschließende Phasen . . . . .	78
4.6.8	Fazit . . . . .	78
4.6.9	Optimierungspotenziale . . . . .	79
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>83</b>

# Formelzeichen

Lateinische Buchstaben		
$A$	Fläche	$\text{m}^2$
$A$	Systemmatrix	
$a_j$	Koeffs der Trapezregel	—
$C$	Korrekturterm in Druckverlustkorrelation	$\text{Pa}^{3/7}$
$c$	spezifische Wärmekapazität	$\frac{\text{J}}{\text{kgK}}$
$d$	Durchmesser	$\text{m}$
$\Delta H_{\text{Sys}}$	Enthalpiezunahme im Absorbersystem	$\text{J}$
$\Delta H_{\text{Tanks}}$	maximale Enthalpiezunahme im Absorbersystem	$\text{J}$
$E$	Energie	$\text{J}$
$h$	spezifische Enthalpie	$\frac{\text{J}}{\text{kg}}$
$\dot{H}$	Enthalpiestrom	$\frac{\text{J}}{\text{s}}$
$i$	Index des Ortes	—
$j$	Indes der Zeit	—
$k$	Wärmeleitfähigkeit	$\frac{\text{W}}{\text{m K}}$
$k$	Proportionalitätsfaktor	—
$K_p$	Proportionalitätsfaktor	$\frac{\text{kg}}{\text{s}}$
$m$	Masse	$\text{kg}$
$\dot{m}$	Massenstrom	$\frac{\text{kg}}{\text{s}}$
$p$	Parameter	
$p$	Druck	$\text{Pa}$
$\dot{q}$	Wärmestromdichte	$\frac{\text{J}}{\text{m}^2\text{s}}$
$\dot{Q}$	Wärmestrom	$\frac{\text{J}}{\text{s}}$
$r$	Radius	$\text{m}$
$r$	Parameter der Strömungsrichtung	—
$t$	Zeit	$\text{s}$
$T$	(Fluid)Temperatur	$^{\circ}\text{C}$
$T$	Zeitkonstante eines Verzögerungsglieds 1. Ordnung	$\text{s}$
$T_i$	Zeitkonstante des I-Anteils	$\text{s}$
$T_W$	Wandtemperatur	$^{\circ}\text{C}$



### Lateinische Buchstaben (Fortsetzung)

$u$	algebraische Größen	
$V$	Volumen	$\text{m}^3$
$x$	Zustandsgröße	
$y$	Ausgangsvektor	
$z$	Länge	$\text{m}$

### Griechische Buchstaben

$\alpha$	Wärmeübergangskoeff.	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$
$\beta$	Abkürzung in der Druckverlustkorrelation ( $= \beta_1\beta_2$ )	
$\beta_1$	Druckverlustkorrelationskoeffizient	
$\beta_2$	Druckverlustkorrelationskoeffizient	
$\Delta$	Differenz	
$\varepsilon$	Gleitkommagenauigkeit	—
$\varepsilon$	Grenzbereich	<i>diverse</i>
$\eta$	dynamische Viskosität	$\text{Pa s}$
$\gamma_h$	Abl. Dichte nach Enthalpie konst Druck	$\frac{\text{kg}^2}{\text{m}^3\text{J}}$
$\gamma_p$	Abl. Dichte nach Druck konst Enthalpie	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3\text{Pa}}$
$\varkappa$	Kondition der Systemmatrix	—
$\Phi$	Vorwärmgrad	—
$\rho$	Dichte	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$

### Indizes

0	Referenzwert, Startwert
a	außen
abs	absolut
$\alpha$	zur Wärmeübergangsberechnung gehörig
Fl	Fluid
fluid	Fluid
i	innen
I	Zustand I
II	Zustand II

**Indizes (Fortsetzung)**

---

III	Zustand III
K	Kondensator
kopf	Kopf des Behälters
lim	Grenze
loss	Verlust
max	Maximum
min	Minimum
PT	Puffertank
rel	relativ
s	stationärer Punkt (Arbeitspunkt)
sol	Solar
ST	Speisewassertank
sumpf	Sumpf des Behälters
trans	transportierte Grösse
W	Wand

**Abkürzungen**

---

ABS	Absorber
DAE	differential-algebraic equations
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
FDS	Frischdampfsammler
FVM	Finite Volumen Methode
SEGS	Solar Energy Generating System
SWV	Speisewasserverteiler

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Solar One in Nevada . . . . .	3
3.1	Grundlegender Aufbau des Rohrströmungsmodells . . . . .	9
3.2	Relevante Größe zur Beschreibung von kapazitiven Elementen . . . . .	12
3.3	Polstelle der ursprünglichen Korrelation . . . . .	13
3.4	Räumliche Diskretisierung der Absorberstrecke . . . . .	16
3.5	Skizze zur Berechnung von $h_{\text{trans}}$ . . . . .	18
3.6	Alternierende kapazitive und Druckverlustelemente . . . . .	19
3.7	Aufbau des Drucktanks . . . . .	20
3.8	Abscheiderfunktion in Abhängigkeit der Flussrichtung . . . . .	23
3.9	Druckverlauf im Rohrstück beim Strömungsrichtungswechsel . . . . .	25
3.10	Verläufe der Eigenwerte bei verschiedenen Druckdifferenzen . . . . .	28
3.11	Konditionszahlen der Systemmatrix . . . . .	29
3.12	Vergleich von numerischer und analytischer Ableitung. . . . .	31
3.13	Verläufe der Gewichtungsfaktoren für den Druckverlust . . . . .	35
3.14	Vergleich der ungedämpften und gedämpften Druckverläufe . . . . .	36
3.15	Verlauf der Zeitkonstante $T$ bei dynamischer Anpassung . . . . .	37
3.16	Aufbau der Teststrecke zur Validierung . . . . .	39
3.17	Modellverhalten bei zwischenzeitlichen Strahlungseinbruch . . . . .	42
4.1	Schematischer Aufbau des Solarfeldes . . . . .	47
4.2	Schematische Darstellungen der Flussrichtungen . . . . .	50
4.3	Detailansicht des Refernskraftwerkaufbaus . . . . .	51
4.4	Ergebnisse aus der Vorwärmung für $V_{\text{ST}} = 5\text{m}^3$ . . . . .	66
4.5	Ergebnisse aus der Vorwärmung für $V_{\text{ST}} = 10\text{m}^3$ . . . . .	67
4.6	Ergebnisse aus der Vorwärmung für $V_{\text{ST}} = 15\text{m}^3$ . . . . .	68
4.7	Ergebnisse aus der Vorwärmung für $V_{\text{ST}} = 20\text{m}^3$ . . . . .	69
4.8	Sensitivitätsanalyse der Parameter . . . . .	71
4.9	Massenstromaustrag aus dem Absorbersystem . . . . .	74
4.10	Massenstromzufluss des Feldes in den Puffertank . . . . .	76
4.11	Druckverlauf an beiden Enden des Absorberstrangs . . . . .	77
4.12	Temperatur am Ende des Überhitzers . . . . .	78

4.13	Örtliche Darstellung von Parametern während Phase 1 und 2 . . . .	81
4.14	Örtliche Darstellung von Parametern während Phase 3 bis 5 . . . .	82

# Tabellenverzeichnis

3.1	Zusammenfassung der Untersuchungen der Systemmatrix . . . . .	30
3.2	Basiskonfiguration der Validierungsrechnungen . . . . .	39
3.3	Beschreibung der acht Testszenarien . . . . .	40
3.4	Zusammenfassung der Validierungsrechnungen . . . . .	41
3.5	Unterschiede in den Simulationszeiten . . . . .	43
4.1	Zusammenfassung der Parameter des Parabolrinnenkollektors . . . . .	47
4.2	Zusammenfassung der Feldparameter . . . . .	48
4.3	Zusammenfassung der Parameter des Referenzmodells. . . . .	48
4.4	Beschreibung der einzelnen Phasen des Anfahrvorgangs im Winter .	49
4.5	Zusammenfassung der Bewertungskriterien bei Teilprozessanalyse . .	55
4.6	Beschreibung des Ablaufsplan der Steuerung . . . . .	59
4.7	Zusammenfassung der Variationsparameter . . . . .	62
4.8	Ergebnisse des Referenzfallss . . . . .	70
4.9	Einfluss des Sättigungsdrucks auf die Masse im Tank . . . . .	72



# 1 Einleitung

Die Solarkraftwerke funktionieren nach demselben thermischen Kreisprozess, der auch in den konventionellen Kraftwerken gefahren wird. Der in den Solarfeldern erzeugte, komprimierte Dampf wird in einer Turbine entspannt, die einen Generator zur Stromerzeugung antreibt. Es gibt drei Arten Solarthermischer Kraftwerke (STKW) das Turmkraftwerk, das Rinnenkraftwerk und Paraboloidkraftwerke. Der grundsätzliche Unterschied ist der Konzentrationsfaktor, er bestimmt wie viele Sonnen auf ein Wärmeträgermedium übertragen werden. Die Betrachtungen dieser Arbeit konzentrieren sich auf die Rinnenkraftwerke, bei denen Wasser entlang der Brennnlinie von Parabolrinnen erhitzt wird. Dabei werden Konzentrationsfaktoren von rund 80 Sonnen erreicht. Die Rinnenkraftwerke zeichnen sich vor allem durch ihre weit fortgeschrittene Marktreife aus. Die SEGS-Kraftwerke<sup>1</sup> in der kalifornischen Mojawewüste werden seit 1984 erfolgreich betrieben. Sie können nach mehreren Ausbaustufen bis Anfang der 90er Jahre elektrische Leistungen von bis zu 354 MW erzeugen. Dabei werden Stromgestehungskosten von weniger als 15 US-Ct/kWh erreicht. Sie stellen momentan die weltweit einzigen, kommerziell betriebenen Solarkraftwerke dar. Angestoßen durch unterschiedliche Förderprogramme werden inzwischen in verschiedenen Ländern der Erde wieder solarthermische Kraftwerke gebaut. Die größte Baustelle befindet sich zurzeit in Spanien westlich der Stadt Sevilla. Dort wird das solare Turmkraftwerk PS10 mit einer elektrischen Leistung von 10 MW installiert. Entwickelt wurde das Kraftwerk in Unterstützung mit den deutschen Partnern Ingenieurbüro Fichtner und Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt [5]. Die Inbetriebnahme ist Mitte 2006 geplant. Das spanische Förderprogramm, vergleichbar mit dem deutschen Energieeinspeisegesetz, vergütet den Strom aus dem Kraftwerk mit etwa 22 EUR-Ct/kWh.

1 MW an elektrischer Leistung soll das im Bau befindliche Parabolrinnenkraftwerk in Arizona, USA, erzeugen [7]. Der Wärmeertrag aus dem Parabolrinnenfeld wird in einem OCR-Kreislauf in Strom umgewandelt. Die Absorberrohre stammen aus deutscher Fertigung. In Italien entsteht derzeit ein hochinnovatives Demonstrationsturmkraftwerk mit Luftrezeivertechnik [3]. Das Konzept dieser Technik und die Schlüsselkomponente, der Solarreceiver, wurden vom DLR geliefert. Hier wird mit Heißluft von 800 °C und einem Druck von 10 bar eine Mikrogasturbine betrieben, sie

---

<sup>1</sup>Solar Energy Generating System

erzeugt eine elektrische Leistung von 350 kW. Die Abwärme wird in einem benachbarten Krankenhaus zur Beheizung bzw. Kühlung verwendet, dadurch nutzt das Gesamtsystem die gesammelte Wärme sehr effizient aus. Auch in Australien entstehen Projekte im Hochtemperaturbereich der Solarthermie. Dort sollen in einer ersten Ausbaustufe etwa 1 MW thermischer Energie in ein 650 MW-Kohlekraftwerk eingespeist werden [12]. Die Energie ersetzt hochwertigen Dampf, der normalerweise aus den Turbinen entnommen werden muss, um die Vorwärmung des Speisewassers zu gewährleisten. Nach erfolgreicher Inbetriebnahme ist ein weiterer Ausbau bereits beantragt. Insgesamt sollen so 38 MW an äquivalenter elektrischer Leistung durch die Solarkollektoren bereitgestellt werden. Weitere STKW sind in Planung, so plant die deutsche Solarmillennium-Gruppe sieben 50 MW-Parabolrinnenkraftwerke in Spanien. Für zwei von ihnen ist die Projektentwicklung bereits abgeschlossen und der Baubeginn steht kurz bevor. Der spanische Anlagenbauer, dessen Tochter bereits das Turmkraftwerk PS10 errichtet, plant weitere Systeme mit einer Gesamtleistung von mindestens 100 MW. Grundlage dieses rasanten Anstiegs des Interesses in Spanien ist die Deckelung der Förderbedingung bis maximal 500 MW installierter Leistung. Aber auch in den USA rüstet man sich für den Wiedereinstieg in die solarthermische Stromerzeugung. Solargenix hat den Abschluss eines Stromlieferungsvertrags für ein 65 MW-Parabolrinnenkraftwerk in Nevada angekündigt [14], das 2007 ans Netz gehen soll, Abbildung 1.1. Im sonnenreichen Kalifornien verkündete kürzlich die amerikanische Firma SES den Vertragsabschluss mit einem Energieversorger für Dish-Stirling-Systeme mit einer Leistung von insgesamt 850 MW, die stufenweise bis zum Jahr 2010 errichtet werden sollen [15]. Die Weltbank unterstützt ebenfalls Projekte, solarthermischen Strom zu erzeugen. Die Ausschreibungen liegen für die Länder Marokko, Mexiko, Ägypten und Indien vor. Ebenfalls befasst man sich in den Ländern Israel, Australien, Algerien und den Iran mit Projekten zur solaren Stromerzeugung [1].

Rinnenkraftwerke stellen derzeit mit Stromgestehungskosten von bis zu 12 ct/kWh die kostengünstigste Möglichkeit der solaren Stromerzeugung dar. Für eine breite Markteinführung sind jedoch weitere Kostensenkungen erforderlich, die z.B. durch eine Substitution des bisher als Wärmeträger verwendeten Thermoöls durch Wasser realisiert werden könnten. Durch die solare Direktverdampfung entfielen nicht nur das teure Thermoöl, der Öl-Dampf-Wärmetauscher und weitere Komponenten, sondern insbesondere auch die durch das Thermoöl vorgegebene maximale Betriebstemperatur. Neben Kostensenkungen zwischen 10 und 25 % ließe sich durch die daraus resultierende Steigerung des thermodynamischen Wirkungsgrades zudem die Stromausbeute deutlich steigern. Ziel des vom BMU geförderten Projektes SOLDI ist die Weiterentwicklung der solaren Direktverdampfung [4]. Dazu gehört unter anderem eine die Untersuchung von Betriebs- und Wartungsprozeduren hinsichtlich



## 1 Einleitung



**Abbildung 1.1:** Abbildung des geplanten Solarthermischen Kraftwerks (STKW) Solar One in Nevadas Wüste

ihres Optimierungs- und Automatisierungspotenzials. Auf dieser Grundlage werden bisherige Berechnungsmodelle modifiziert und validiert. Im Zuge des spanischen Stromeinspeisegesetzes werden derzeit verschiedene solarthermische Kraftwerke projektiert. Eines davon könnte, auf Basis der in diesem Projekt gesammelten Erfahrungen, mit solarer Direktverdampfung betrieben werden. Dies wäre ein großer Schritt in Richtung Markteinführung dieser viel versprechenden Technik.

## 2 Aufgabenstellung und Motivation

Solarthermische Kraftwerke mit direktverdampfenden Parabolrinnenkollektoren stellen heutzutage eine aussichtsreiche Option zur Kostensenkung bei der Erzeugung solarer Stroms dar. Zu ihrem täglichen Betrieb gehören die An- und Abfahrvorgänge. Die am Abend im System verbliebene thermische Energie wird gespeichert und kann somit morgens zur Vorheizung und somit zum schnelleren Anfahren des Kraftwerks genutzt werden. Die Speicherung der thermischen Energie erfolgt je nach Jahreszeit mit unterschiedlichen Strategien. Während in den Sommermonaten das Volumen im Solarfeld mit Dampf gefüllt wird, wird in den Winternächten das warme durch kaltes Wasser ersetzt. Das warme Wasser wird in dafür vorgesehenen, isolierten Behältern gespeichert. In dieser Arbeit werden die Anfahrvorgänge des Winters behandelt, da sie zum einen aufwändiger in ihrer Durchführung sind und zum anderen eine höhere Ausnutzung der gespeicherten Energien versprechen.

Die Entladung der Tanks ist in mehreren Varianten denkbar. Vorteilhaft erscheint die Verdrängung des kalten Wassers in entgegengesetzter Richtung zum Normalbetrieb. Somit wärmt das heiße Wasser der Tanks zuerst dort die Rohrwände auf, wo auch im Normalbetrieb die höchsten Temperaturen zu beobachten sind. Weiter stromabwärts im Rohrsystem kühlt das heiße Wasser an den Rohrwänden ab, somit ähnelt das erhaltene Temperaturprofil ebenfalls demjenigen während des Normalbetriebs. Dieses Profil verspricht bei Einkopplung der konzentrierten Solarstrahlung und Zufuhr aus dem Speisewassertank weniger Instabilitäten, da mit der Einkopplung die Temperatur der Kollektorrohre gleichzeitig entlang des gesamten Strangs angehoben wird. Damit setzt die Verdampfung zuerst am Ende des Überhitzers ein und wandert mit fortschreitender Erwärmung weiter nach vorne, somit können die Instabilitäten, die bei Entladung in Strömungsrichtung des Normalbetriebs entstehen, vermieden werden.

Diese Variante des Anfahrens soll vor allem mit dem Ziel der Automatisierung analysiert werden. Die Automatisierung des Vorgangs führt zu folgenden Vorteilen. Durch eine intelligente Steuerung kann das Gesamtsystem sicher betrieben werden. Die Steuerung überwacht während des Anfahrens alle wesentliche Feld-, Fluid- und Strahlungsparameter und leitet kontrolliert die notwendigen Schritte ein, um das Solarkraftwerk in den Zustand der Stromproduktion zu bringen. Die Automatisierung verspricht weiterhin eine Wirkungsgradsteigerung des Gesamtsystems, da der schnelle, gesteuerte Ablauf eine Stromproduktion zu einem früheren Zeitpunkt nach

## 2 Aufgabenstellung und Motivation

Sonnenaufgang ermöglicht. Somit können die Zeiten der Stromproduktion ausgedehnt werden. Der täglich zusätzlich erzeugte Strom mindert somit in der Gesamtbilanz die Stromgestehungskosten. Außerdem können durch ein automatisch durchgeführtes Anfahren Personalkosten eingespart werden, da sämtliche Beobachtungen von der Steuereinheit übernommen werden können. Die Einsparung des Personals mindert in der Bilanz die Ausgabenseite des Systems.

Um die Variante der Anfahrvorgänge mit wechselnden Strömungsrichtungen untersuchen zu können, wird in dieser Arbeit die Entwicklung eines numerischen Simulationstools vorgestellt. Mit ihm wird es nach Abschluss der Arbeit möglich sein, die eingangs beschriebene Variante zu simulieren und daraus weitergehende Vorgehensweisen zur Optimierung des Anfahrvorgangs abzuleiten. Die Simulationsgrundlage ist die Programmierumgebung Modelica/Dymola. Ausgehend von der am DLR entwickelten Bibliothek *DissDyn* [8] wird ein neuer Konnektoransatz in die Modelle eingeführt. Mit ihm lassen sich wechselnde Strömungsrichtungen deutlich erleichtert abbilden. Die für das System des Solarfeldes notwendigen Modelle werden vorgestellt. Dabei werden sowohl die auftretenden Probleme während der Implementierungsphase, wie auch die zu deren Beherrschbarkeit dienenden Lösungsansätze beschrieben. Sehr problematisch zeigten sich Strömungssituationen, in denen es zum Druckausgleich vieler benachbarter, diskretisierter Volumenelemente kam. Auf diese Situation wird im Kapitel Modellbildung genauer eingegangen. Es werden die verschiedenen Ansätze beschrieben, um über dieses Problem Herr zu werden.

Basierend auf den erstellten Grundmodellen wird ein System eines 5 MW Solarkraftwerks aufgebaut, um erste Fragenstellungen bei dieser Art des Anfahrens beantworten zu können. Schrittweise wird in der Arbeit die Vorgehensweise von Beginn bis zur Fertigstellung des Gesamtsystems aufgezeigt. Somit kann nachvollzogen werden, welche Probleme in welchen Stadien des Anfahrvorgangs auftauchen werden. Daraus abgeleitet wird ein Steuerungslayout vorgestellt, dass im Sinne der Automatisierbarkeit den Anfahrvorgang, überwacht durch verschiedene Feldparameter, durchführt. Mit diesem System wird eine Parameterstudie durchgeführt, mit der es in der Auslegungsphase des realen Kraftwerks ermöglicht wird, bei gewünschtem Vorwärmgrad die notwendigen Speicherkapazitäten zu bestimmen. Den Abschluss dieser Arbeit bildet eine komplette Abbildung des Anfahrvorgangs an einem Wintermorgen. Damit wird zum einen die Leistungsfähigkeit des entwickelten Werkzeugs gezeigt und zum anderen ist es mit der detaillierten Beschreibung fluid- und thermodynamischer Vorgänge möglich, weitergehende, optimierte Betriebsstrategien für den Anfahrvorgang solarer, direktverdampfender Kraftwerke abzuleiten.

## 3 Modellbildung

Die Simulation soll aufwendige Testläufe an realen Modellen ersetzen und dadurch kostengünstig erste Ergebnisse und Abschätzungen liefern. Damit die Ergebnisse in Rahmen einer bestimmten Genauigkeitsanforderung liegen, müssen die implementierten Modelle die maßgeblichen Zusammenhänge der Physik abbilden können. Dabei ist zu erwähnen, dass ein Modell nie die Realität in ihrer kompletten Vielfalt nachbilden kann, da zum einen der Implementierungsaufwand und zum anderen der Ressourcenbedarf extrem ansteigen würden, außerdem existieren für verschiedene natürliche Phänomene noch keine Modelle. Der Ansatz der Modellierung ist somit, die wesentlichen Zusammenhänge bei den bestimmten, zu betrachtenden Vorgängen zu implementieren und mittels einer Validierung der Simulationsergebnisse die Genauigkeit der Abbildung sicherzustellen. Neben der Implementierung, also dem Einbau der Gleichungen, ist ebenfalls das Lösen der Gleichungen von Bedeutung. Im Rahmen der Diplomarbeit wurde das Simulationswerkzeug Dymola verwendet. Im ersten Teil dieses Kapitels soll vor allem auf die Simulationstheorie dieses Werkzeugs eingegangen werden. Anschließend sind die einzelnen erstellten und veränderten Modelle vorgestellt. Abschließend wird noch die Validierung der erzielten Ergebnisse anhand bereits bestehender (und validierter) Modelle durchgeführt und die Genauigkeit der Abbildung gezeigt.

### 3.1 Theorie der objektorientierten Modellierung

#### 3.1.1 Beschreibung von differential-algebraischen Gleichungen

Dieser Teil soll eine Übersicht der Methodik der objektorientierten Modellierung und der Lösung von DAE-Systemen<sup>1</sup> geben, die durch die Simulationssprache Modelica [10] und das Werkzeug Dymola [6] bereitgestellt wird. Modelica arbeitet mit sogenannten akausalen Modellen, was als Verallgemeinerung der Blockdiagramm-Modellierung angesehen werden darf. Zu Simulationsbeginn sind die Abhängigkeiten der Größen in den Gleichungen akausaler Modelle noch nicht festgelegt. Während des Kompilierens entscheidet das Simulationstool, ob es sich um eine abhängige oder unabhängige Variable handelt. Bei den Dymola-Modellen ist die Kapselung

---

<sup>1</sup>DAE: differential algebraic equations

### 3.1 Theorie der objektorientierten Modellierung

der Zustände zu Objekten das wesentliche Merkmal. Als Zustände werden alle physikalischen Größen angesehen, mit denen sich der augenblickliche Zustand des Systems eindeutig beschreiben lässt. Dies ist besonders sinnvoll, da die realen Systeme ebenfalls Objekte mit eigenen, beschreibenden Zustandsgrößen und spezifischem Verhalten sind. Die Aufteilung in eigenständige Modelle ermöglicht eine multidisziplinäre Modellierung verschiedener Einzelsysteme zu einem Gesamtsystem (bspw. ein geregeltes, fluidhydraulisches Rohrsystem zum Antrieb eines mechanischen Rotors). Die Modellierung solcher Systeme führt zu großen, dünnbesetzten differentialalgebraischen Gleichungssystemen

$$\mathbf{0} = \mathbf{f}_1(\dot{\mathbf{x}}, \mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{u}, \mathbf{p}, t) . \quad (3.1)$$

Hierin stellt der Vektor  $\mathbf{x}$  die abgeleitet auftretenden Größen dar. Der Vektor  $\mathbf{y}$  beinhaltet alle Variablen, die in algebraischer Form von  $\mathbf{x}$  und den zeitveränderlichen Randbedingungen  $\mathbf{u}$  abhängen. Der Vektor  $\mathbf{p}$  beschreibt verschiedene Parameter und  $t$  ist die Zeit. Dieses Gleichungssystem kann mittels symbolischer Transformationen in die Zustandsform

$$\begin{bmatrix} \dot{\mathbf{x}}_z \\ \mathbf{y} \end{bmatrix} = \mathbf{f}_2(\dot{\mathbf{x}}_z, \mathbf{y}, \mathbf{u}, t) \quad (3.2)$$

überführt werden [11], solange die Jacobimatrix von Gleichung (3.1) bezüglich  $\dot{\mathbf{x}}$  und  $\mathbf{y}$

$$\left| \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \dot{\mathbf{x}}} : \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{y}} \right| \neq 0 \quad (3.3)$$

regulär ist. Bei DAE-Systemen kann die Jacobi-Matrix ebenfalls singulär sein, das bedeutet, dass abgeleitet auftretende Größen voneinander abhängig sind. Um eine effiziente Lösung der Zustandsform zu ermöglichen, wird diese durch eine Sortierung nach expliziten  $\mathbf{x}^e, \mathbf{y}^e$  und impliziten Unabhängigen  $\mathbf{x}^i, \mathbf{y}^i$  strukturiert.

$$\begin{bmatrix} \mathbf{0} \\ \dot{\mathbf{x}}^e \\ \mathbf{y}^e \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{f}^r(\dot{\mathbf{x}}^i, \mathbf{x}^i, \mathbf{y}^i, \mathbf{u}^i, \mathbf{p}, t) \\ \mathbf{f}^x(\dot{\mathbf{x}}^i, \mathbf{x}^i, \mathbf{y}^i, \mathbf{u}^i, \mathbf{p}, t) \\ \mathbf{f}^y(\dot{\mathbf{x}}^i, \mathbf{x}^i, \mathbf{y}^i, \mathbf{u}^i, \mathbf{p}, t) \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

Diese Form wird nun mittels numerischer Integrationsverfahren gelöst. Bei Simulationen ist es oft von Bedeutung, die Dauer möglichst gering zu halten. Dieser Anspruch wird bei Echtzeitsimulationen noch deutlich verstärkt. Dabei sind vor allem die impliziten Variablen nur zeitaufwendig zu lösen, dies gilt umso mehr wenn die Dimension von  $\mathbf{f}^r$  groß ist. Vor diesem Hintergrund muss die Modellierung der physikalischen Systeme durchgeführt werden, d.h. trotz der Möglichkeiten des Compilers, die Systeme (3.1) selbständig umzuformen, sollte der Modellierer bereits in der Implementierungsphase darauf achten, möglichst eine explizite Darstellung zu wählen [8].

### 3.1.2 Ereignisse

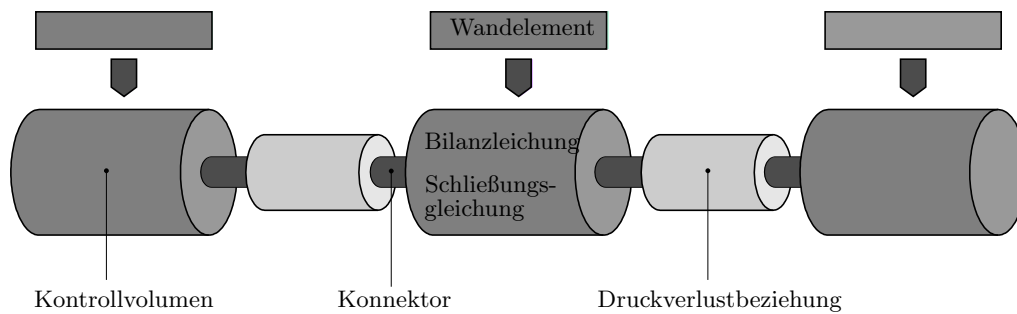
In der Modelica Sprachspezifikation werden Ereignisse, sogenannte „*events*“, beschrieben. Sie werden in den Simulationen ausgelöst, wenn sich diskrete Werte, wie beispielsweise Ganzzahlen oder boolesche Ausdrücke ändern. Bei jedem Ereignis wird der Löser angehalten, ein Nullstellenproblem zu lösen, um den Zeitpunkt des Events exakt zu iterieren. Zu diesem Zeitpunkt geschieht die Änderung des diskreten Wertes oder des Ausdrucks. Anschließend wird von diesem Punkt die Simulation mit den geänderten Werten fortgesetzt. Dies ist sinnvoll, um etwa nach Eintreten einer sprunghaften Änderung einer Systemgröße einen definierten Endpunkt vor der Änderung und einen definierten Startpunkt für die verbleibende Simulationszeit zu gewährleisten. Es ist klar, dass durch die exakte Bestimmung des Ereigniszeitpunkts ein erhöhter Rechenaufwand notwendig ist und dass eine Vielzahl von Events die Rechendauer deutlich erhöht. Somit ist es eine Frage der geschickten Implementierung, nicht sinnvolle Ereignisse zu identifizieren und zu unterdrücken. Dies kann beispielsweise der Fall sein, wenn der Übergang von stückweisen Funktionen stetig ist und deren Ableitung während der Lösung nicht benötigt wird. Die Abfrage, in welchen Abschnitt der Funktion man sich befindet, würde von sich aus bei Abschnittswechsel ein Ereignis erzeugen. Da allerdings der Übergang nicht sprunghaft stattfindet, gibt es keine Notwendigkeit, den exakten Zeitpunkt des Wechsels vom Löser bestimmen zu lassen. In diesem Fall wird die Zeitschrittweite nicht durch die Bestimmung des Ereigniszeitpunkts bestimmt, sondern hängt weiterhin lediglich von den Toleranzanforderungen an den Löser ab.

## 3.2 Modellbeschreibungen

Im vorliegenden Abschnitt werden sämtliche Anpassungen an den aus der Arbeit von Hirsch [8] entstandenen Modelle und die neu entwickelten Modelle beschrieben. Im Zentrum dieser Beschreibungen steht das fluidhydraulische System der Rohrströmung bzw. des daraus abgeleiteten Modells des Absorberrohrs. Hierbei wird vor allem auf die Aufhebung der Restriktion der gerichteten Strömung, die sich daraus ergebenden Schwierigkeiten und deren Lösungsansätze eingegangen. Außerdem wird ein neuer Konnektoransatz, der die Implementierung wechselnder Strömungsrichtungen begünstigt, beschrieben. Um das System eines solarthermischen Parabolrinnenfeldes abbilden zu können, wurden weitere Komponenten benötigt, auch sie sind hier dokumentiert. Beginnen wird dieses Kapitel mit der Unterteilung der gesamten Struktur eines thermohydraulischen Modells, um einen Überblick der Zusammenhänge zu bekommen.

### 3.2.1 Grundlegende Struktur des Rohrströmungsmodells

Die hier verwendeten thermohydraulischen Modelle lassen sich in folgende vier Funktionseinheiten unterteilen: *Erhaltungsgleichungen*, *Druckverlustbeziehungen*, *Schnittstellen* und *Schließungsgleichungen zur Bestimmung von abhängigen Größen*, also dem Stoffmodell, dem Wärmeübergangsmodell usw. Die Struktur wird durch Abbildung 3.1 veranschaulicht. Die Erhaltungsgleichungen beschreiben die aus der Konti-



**Abbildung 3.1:** Grundlegender Aufbau des Rohrströmungsmodells

nuummechanik bekannten grundlegenden Gleichungen für Masse-, Energie- und Impulserhaltung. Sie müssen für alle Kontrollvolumina erfüllt sein. Die Druckverlustbeziehungen berechnen den Massenaustausch zwischen den benachbarten Kontrollvolumina und koppeln somit die Zustandsgrößen der Volumina. Die Schnittstellen eines Modells sind Träger der Informationen zwischen den Kontrollvolumina, dabei unterscheidet man Flussvariablen und Zustandsvariablen. Die Flussvariablen genügen der Kontigleichung, d.h. die Summe der in einem Konnektor angeschlossenen Flussvariablen ergibt Null. Die Zustandsvariablen sind Potentiale, d.h. in einem Konnektor haben die Zustandsvariablen denselben Wert. Für die thermo-fluidmechanischen Verbindungen sind die Enthalpie und der Druck als Zustandsvariablen und der Massenstrom und Enthalpiestrom als Flussvariablen definiert. Die scheinbar redundante Definition des Enthalpiestroms im Konnektor

$$\dot{H} = h\dot{m} \quad (3.5)$$

ist der wesentliche Ansatz, um wechselnde Strömungsrichtungen zu beschreiben. In den bisherigen Modellen war diese Größe nicht in dem Konnektor enthalten. Bei stets einheitlicher Strömungsrichtung war die Wahl der zu transportierenden Enthalpie immer eindeutig. Zusammen mit dem Massenstrom wurde der Enthalpiestrom, mittels einer Upwind-Diskretisierung der Enthalpie in Strömungsrichtung, berechnet.

In Situationen wechselnder Strömungsrichtungen konnte dieser Ansatz nicht weiter verwendet werden. Die Berechnung der Energieänderung im Volumenelement erfordert die Auswertung der transportierten Enthalpie und des Massenstroms. Die Entscheidung, welche der an den Konnektorenden anliegenden spezifischen Enthalpie zum Energietransport verwendet wird, wird zur Laufzeit in Abhängigkeit der Flussrichtung entschieden. Diese Entscheidung wird im Druckverlustmodell getroffen. Als letzte Einheit komplettieren die Berechnungsmodelle der abhängigen Größen die Gesamtstruktur eines Modells. Sie berechnen mit den Zustandsgrößen sämtliche in den Berechnungen und Auswertungen benötigten abhängigen Werte.

### 3.2.2 Das Rohr- bzw. das Absorberelement

Das Rohr- und Absorberelement setzt sich aus dem fluiddurchströmten Innenraum und der thermisch trägen Rohrwand zusammen. Anschließend werden die Modellgleichung des Rohr- und Absorberelements näher erläutert.

#### 3.2.2.1 Thermofluidmechanik

Die Absorberrohre eines Rinnenkraftwerks stellen an sich ein kompliziertes technisches System dar. Es besteht etwa aus einer evakuierten Glasummantelung, die als Isolierung dient und einer selektiven Beschichtung, die die Wärmebilanz auf der Oberfläche verbessert. Grundsätzlich betrachtet zeigt sich der Absorberstrang allerdings als einfaches Rohrelement. Für ein solches gelten die fundamentalen Bilanzgleichungen für Masse, Impuls und Energie

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) = 0 \\ \frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v} \vec{v}) = \operatorname{div} T - \operatorname{grad} p + \vec{f} \\ \frac{\partial E}{\partial t} + \operatorname{div}(E \vec{v}) = \operatorname{div} \dot{q} \end{array} \right. \quad (3.6)$$

Hier ist  $T$  der Tensor der Normal- und Scherspannungen,  $E$  die Energie,  $\vec{f}$  die äußeren Kräfte und  $\dot{q}$  die zugeführte Wärme. Ausgehend von diesem nicht-linearen System partieller Differentialgleichungen, den Navier-Stokes-Gleichungen, wurden verschiedene Vereinfachungen getroffen. So wurde die Rohrströmung als eindimensionale Strömung angenommen, da das Absorberrohr einen sehr kleinen Durchmesser (etwa 6 cm) im Vergleich zu seiner Länge besitzt (etwa 1000 m pro Absorberstrang). Aufgrund der eindimensionalen Betrachtung kann es zu keinen Scherspannungen zwischen den Fluidelementen kommen, der Term in der Impulsgleichung zur Beschreibung der Normal- und Scherspannungen entfällt. Die Zeitkonstanten der Impulsausbreitung liegen deutlich unter denen der Energie und Masse, somit konnte die



### 3.2 Modellbeschreibungen

Impulsgleichung quasi-stationär abgebildet werden. Es wird eine homogene Zweiphasenströmung im thermodynamischen Gleichgewicht vorausgesetzt. Damit besitzen die Bilanzgleichungen auch ihre Gültigkeit im zweiphasigen Bereich. Der Einfluss der zeitlichen Druckänderung auf die Energiegleichung wurde ebenfalls vernachlässigt. Nachfolgend sind die Vereinfachungen nochmals zusammengefasst.

- eindimensionale Rohrströmung
- quasistationäre Lösung der Impulsgleichung
- scherspannungsfreie Strömung
- homogene Zweiphasenströmung

Um den Anforderungen für eine zweiphasige Strömung und einer expliziten Darstellung gerecht zu werden, wurden die Zustandsgrößen Enthalpie und Druck für die Bilanzgleichungen gewählt [8]. Aus den Vereinfachungen, der quasistationären Betrachtung der Impulsbilanz und der Wahl der neuen Zustandsgrößen lässt sich nun das Gleichungssystem (3.6) mit fünf Gleichungen als System mit drei Gleichungen

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{\gamma_p} \left( \frac{\gamma_p h}{A\rho} \frac{\partial \dot{m}}{\partial z} - \frac{\gamma_p}{A\rho} \frac{\partial(h\dot{m})}{\partial z} - \frac{\gamma_p}{\rho V} \dot{Q} \right) \\ \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{\gamma_p} \left( -\frac{\gamma_h h + \rho}{A\rho} \frac{\partial \dot{m}}{\partial z} - \frac{\gamma_h}{A\rho} \frac{\partial(h\dot{m})}{\partial z} - \frac{\gamma_h}{\rho V} \dot{Q} \right) \\ \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial p}{\partial z}(\dot{m}, p, h) \end{array} \right. \quad (3.7)$$

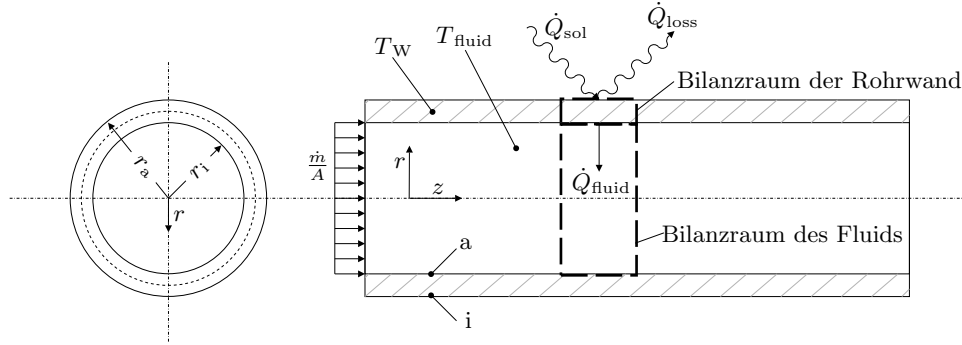
schreiben, wobei

$$\rho = \rho(p, h), \quad \gamma_h(p, h) = \left. \frac{\partial \rho}{\partial h} \right|_p, \quad \gamma_p(p, h) = \left. \frac{\partial \rho}{\partial p} \right|_h.$$

Das Gleichungssystem bildet die Basis der thermo-fluidmechanischen Berechnungen. In den Abschnitt zur Ortsdiskretisierung wird dargestellt, wie die Beziehungen für die numerischen Berechnungen aufbereitet werden. In Abbildung 3.2 sind die verwendeten Größen bzw. das Koordinatensystem dargestellt.

#### 3.2.2.2 Wärmespeicherung in der Rohrwand

Neben dem Fluid stellt auch die Rohrwand eine Kapazität zur Speicherung thermischer Energie in dem System des Absorbers dar. Zu ihrer Beschreibung wird ihre Temperatur als Zustandsgröße gewählt. Die Rohrwand selbst stellt außerdem die



**Abbildung 3.2:** Die relevanten Größen zur physikalischen Beschreibung des Rohr- bzw. Absorber-elementes

Verbindung zwischen dem Fluid und der konzentrierten Solarstrahlung bzw. der Umgebung dar. Für die Rohrwand gilt die Bilanz

$$c_W \rho_W V \frac{\partial T_W}{\partial t} = \dot{Q}_{\text{sol}} - \dot{Q}_{\text{fluid}} - \dot{Q}_{\text{loss}}, \quad (3.8)$$

dabei ist  $\dot{Q}_{\text{sol}}$  die absorbierte solare Wärme,  $\dot{Q}_{\text{loss}}$  der konvektive Wärmeverlust an die Umgebung über die Rohraußenseite,  $\dot{Q}_{\text{fluid}}$  der Wärmeübergang zwischen der Wand und dem Fluid,  $c_W$  die spez. Wärmekapazität der Rohrwand,  $\rho_W V$  die Wandmasse und  $T_W$  die Wandtemperatur. Innerhalb der Wand kommt es aufgrund der örtlichen Temperaturverteilungen zu Wärmeleitung. Da der Temperaturgradient in axialer Richtung im Vergleich zur radialen klein ist, kann vereinfachend angenommen werden, dass eine Wärmeleitung nur in radialer Richtung stattfindet. An den Oberflächen wird die Wärme konvektiv an das vorbeiströmende Fluid abgegeben. Die Wärmebilanz an der Innenseite ergibt sich zu

$$\dot{Q}_{\text{fluid}} = k A_i \left. \frac{\partial T_W}{\partial r} \right|_i = \alpha A_i (T_{\text{fluid}} - T_W|_i). \quad (3.9)$$

Für den Wärmeübergang an der Außenseite wird der Nettowärmestrom durch vorhandene Modelle für den thermodynamischen Wirkungsgrad aus der einfallenden Solarstrahlung berechnet. Die Bilanz an der Außenseite ist mit

$$\dot{Q}_{\text{sol}} - \dot{Q}_{\text{loss}} = k A_a \left. \frac{\partial T_W}{\partial r} \right|_a \quad (3.10)$$

beschrieben. Eine detaillierte radiale Diskretisierung ist nicht notwendig, da diese Informationen nicht benötigt werden und somit der zusätzliche Rechenaufwand nicht

### 3.2 Modellbeschreibungen

gerechtfertigt wäre. Die Implementierung beschränkt sich auf drei Temperaturen der Rohrwand, der Innen-  $T_W|_i$  bzw. Außenseite  $T_W|_a$  und der Kerntemperatur  $T_W$ , zur Beschreibung der Wärmeströme, wobei nur eine als Zustandsvariable fungiert. Die anderen bilden abhängige Größen.

#### 3.2.2.3 Druckverlustkorrelation

Für den Zusammenhang des Druckverlustes und des Massenstroms wurde die Korrelation nach Heck-Müller-Steinhagen verwendet [9]. Dabei wurde auf die invertierte Form, d.h. nach dem Massenstrom aufgelöste Form, zurückgegriffen, da somit auch der Massenstrom als eine explizit von den Zustandsgrößen abhängige Größe darstellbar ist. Der Massenstrom ist in dieser Korrelation außer von der Druckdifferenz noch von den Stoffwerten und der Rohrgeometrie abhängig.

$$\dot{m} = - \left( \frac{1}{\beta_1(p, h) \beta_2(d)} \frac{\partial p}{\partial z} \right)^{\frac{4}{7}} \quad (3.11)$$

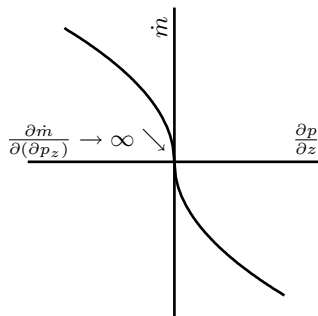
Hier stellt  $\beta_1$  den Einfluss der Stoffgrößen Viskosität, Dampfgehalt und Dichte dar und  $\beta_2$  den Einfluss der Rohrgeometrie. Der Massenstrom fließt in Richtung des Druckabfalls  $\frac{\partial p}{\partial z}$  im Rohr. Bei der Abbildung wechselnder Strömungsrichtungen wechselt der Druckgradient sein Vorzeichen. Dabei durchwandert er den Wert null. Dieser Punkt stellt in der Ableitung des Massenstroms eine Polstelle dar

$$\frac{\partial \dot{m}}{\partial (\partial p_z)} = -\frac{4}{7} \left( \frac{1}{\beta_1 \beta_2} \right)^{\frac{4}{7}} \left( \frac{1}{\partial p_z} \right)^{\frac{3}{7}}, \quad (3.12)$$

d.h. die Steigung der Kurve bei ausgeglichenem Druck geht gegen unendlich, Abbildung 3.3. Diese Singularität führt bei numerischen Lösern zu sehr kleinen Zeitschrittweiten oder schlechtesten Falls zum Simulationsabbruch. Dies ist beispielhaft

---

<sup>2</sup>im Folgenden gilt die symbolische Schreibweise  $\partial p_z := \frac{\partial p}{\partial z}$



**Abbildung 3.3:** Die ursprüngliche Korrelation besitzt im Ursprung eine Polstelle

leicht nachzuvollziehen, wenn man Gleichung (3.11) als Nullstellenproblem

$$f(p) = \dot{m} + \left( \frac{1}{\beta_1 \beta_2} \frac{\partial p}{\partial z} \right)^{\frac{4}{7}} = 0 \quad (3.13)$$

umwandelt und es mittels der Newton-Methode zu lösen versucht

$$p^{j+1} = p^j + \frac{f(p^j)}{\left. \frac{\partial f}{\partial p} \right|_j} . \quad (3.14)$$

Hierbei ist  $f(p)$  das Nullstellenproblem. Mit dem Druckausgleich geht die Ableitung im Nenner gegen unendlich was den Bruch gegen Null gehen lässt. Dies hat zur Folge, dass in Situationen mit sehr kleinen Druckgradienten die Konvergenzgeschwindigkeit stark absinkt, da aufgrund der immer kleiner werdenden Differenzen zwischen den Folgewerten  $p^{j+1}$  und  $p^j$  es mehr Iterationsdurchgänge braucht, um ein vorgegebenes Toleranzkriterium zu erreichen.

Die Singularität hat keinen physikalischen Hintergrund, damit bedeutet eine Behebung dieser Stelle keine Einschränkung der Gültigkeit der physikalischen Zusammenhänge. Der Ansatz, die Polstelle zu entfernen, ist in Gleichung (3.15) gezeigt.

$$\dot{m} = -\frac{1}{\beta^{\frac{4}{7}}} \frac{\partial p_z}{C + |\partial p_z|^{\frac{3}{7}}} \quad (3.15)$$

mit

$$\beta := \beta_1 \beta_2, \quad C > 0 \quad \text{und} \quad C \neq C(\partial p_z)$$

Die Ableitung des Massenstroms nach den Druckgradienten

$$\frac{\partial \dot{m}}{\partial (\partial p_z)} = -\frac{1}{\beta^{4/7} (C + |\partial p_z|^{3/7})} + \frac{3 |\partial p_z|^{3/7}}{7 \beta^{4/7} (C + |\partial p_z|^{3/7})^2} \quad (3.16)$$

ist nun an der Stelle  $\partial p_z = 0$  auf den Wert

$$\left. \frac{\partial \dot{m}}{\partial (\partial p_z)} \right|_{\partial p_z=0} = -\frac{1}{C \beta^{\frac{4}{7}}} \quad (3.17)$$

beschränkt und sie läuft mit steigenden bzw. fallenden Druckgradienten asymptotisch an die Ableitung von Gleichung (3.11)

$$\left. \frac{\partial \dot{m}}{\partial (\partial p_z)} \right|_{\partial p_z \gg C} = -\frac{4}{7} \frac{1}{\beta^{4/7} |\partial p_z|^{3/7}} . \quad (3.18)$$

### 3.2 Modellbeschreibungen

Für eine geeignete Wahl des Korrekturterms  $C$  bietet sich die Berechnung nach dem Hagen-Poiseuilleschen-Gesetz an, das für laminare Strömungen gilt, die auch in guter Näherung in den Rohren mit geringen Druckgradienten vorliegen. Das Gesetz von Hagen-Poiseuille umgeformt ergibt

$$\dot{m} = -\frac{\rho}{\eta} \frac{d^2}{128} \partial p_z \quad (3.19)$$

und deren Ableitung

$$\frac{\partial \dot{m}}{\partial (\partial p_z)} = -\frac{\rho}{\eta} \frac{d^2}{128} \quad (3.20)$$

Nach Gleichsetzen von Gleichungen (3.17) und (3.20) folgt für  $C$

$$C = \frac{\eta}{\rho} \frac{128}{d^2} \beta^{4/7}. \quad (3.21)$$

Der Korrekturterm  $C$  ist indirekt über die Stoffgrößen vom Druck und der Enthalpie abhängig, nicht aber, wie weiter vorne vorausgesetzt, vom Druckgradienten. Zu beachten ist, dass der Gültigkeitsbereich des Hagen-Poiseuille'schen Gesetzes auf einphasige Strömungen begrenzt ist, d.h. die geforderte Gleichheit in Gleichung (3.21) ist nur bei unterkühlten oder überhitzten Strömungen gewährleistet. In der Simulation können allerdings auch zweiphasige Strömungen auftreten, womit die geforderte Gleichheit verloren geht. Es gilt aber auch hier, dass bei großen Druckgradienten der Korrekturterm wiederum eine untergeordnete Rolle spielt. Zu kleinen Druckgradienten hin nimmt der Einfluss des Korrekturterms zu. Hier ist der absolute Fehler allerdings klein, da mit dem Druckgradienten ohnehin auch der Massenstrom klein ist.

#### 3.2.3 Räumliche Diskretisierung des Absorbermodells

Bei den im Kapitel 3.2.2 entwickelten Gleichungen handelte es um partielle Differentialgleichungen in der Zeit und im Ort. Um diese Gleichungen als System gewöhnlicher Differentialgleichungen in der Zustandsraumdarstellung

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{x}}{dt} &= \mathbf{f}_1(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t) \\ \mathbf{y} &= \mathbf{f}_2(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t) \end{aligned} \quad (3.22)$$

schreiben zu können, müssen die Gleichungen in Ortsrichtungen diskretisiert werden. Hierfür bietet sich die vertikale Linienmethode [2] an. Das Gleichungssystem wird somit in ein System mit gewöhnlichen Differentialgleichungen transformiert, wobei

die Dimension sich um den Faktor  $N$  vergrößert. Dabei steht  $N$  für die Anzahl der Kontrollelemente. Die Diskretisierung selbst wird mit der Finite-Volumen-Methode<sup>3</sup> durchgeführt.

### 3.2.3.1 Fluidhydraulik

Die grundlegende Struktur zur Beschreibung des fluid-hydraulischen Gleichungssystems, Gleichung (3.7), ist ein parabolisches Randwertproblem. Das Strömungsvolumen ist somit unter den Randbedingungen Wandtemperatur respektive des Wärmestroms durch die Wand zu diskretisieren. Dabei wird ein versetztes Gitter für Druck/Enthalpie und Massenstrom/Enthalpiestrom verwendet. In Abbildung 3.4 ist die Diskretisierung skizziert. Der Massenstrom des versetzten Gitters berechnet sich

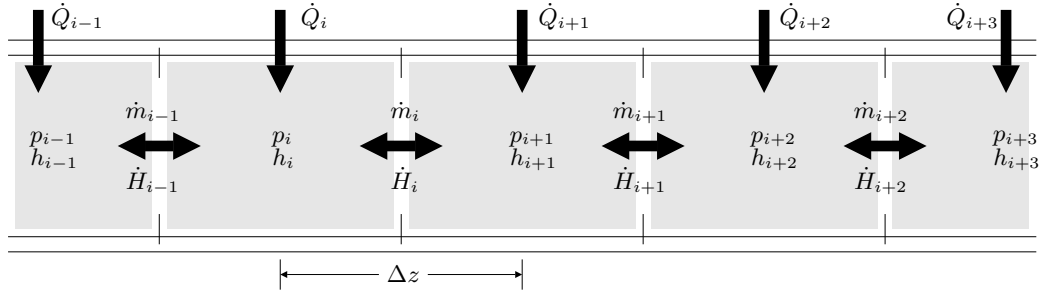


Abbildung 3.4: Räumliche Diskretisierung der Absorberstrecke

folgendermaßen, der  $i$ -te Massenstrom ist von den Zustandsgrößen des  $i$ -ten und  $(i+1)$ -ten Elements abhängig. Dies gilt analog für den konvektiven Enthalpiestrom. Die  $i$ -te Temperatur der Wandoberfläche stellt die zugehörige Randbedingung für das  $i$ -te Kontrollvolumen dar. Die Diskretisierung der Absorberstrecke mit der Liniemethode und der FVM führt auf Gleichung (3.23). Durch die Vereinfachung zu einer ein-dimensionalen Betrachtung ist die Diskretisierung der FVM äquivalent zu der der Finiten-Differenzen

$$\frac{dh_i}{dt} = \frac{1}{\gamma_{p,i}} \left[ \frac{\gamma_{p,i} h_i}{A \rho_i} \frac{\dot{m}_{i+1} - \dot{m}_i}{\Delta z} - \frac{\gamma_{p,i}}{A \rho_i} \frac{\dot{H}_{i+1} - \dot{H}_i}{\Delta z} + \gamma_{p,i} \frac{\dot{Q}_i}{V \rho_i} \right] \quad (3.23)$$

$$\frac{dp_i}{dt} = \frac{1}{\gamma_{p,i}} \left[ -\frac{\rho_i + \gamma_{h,i} h_i}{A \rho_i} \frac{\dot{m}_{i+1} - \dot{m}_i}{\Delta z} + \frac{\gamma_{h,i}}{A \rho_i} \frac{\dot{H}_{i+1} - \dot{H}_i}{\Delta z} - \gamma_{h,i} \frac{\dot{Q}_i}{V \rho_i} \right]. \quad (3.24)$$

<sup>3</sup>Finite-Volumen-Methode: FVM

### 3.2 Modellbeschreibungen

Dabei wird  $\gamma_p$  bzw.  $\gamma_h$  numerisch berechnet,

$$\gamma_{p,i} = \begin{cases} \frac{\rho(p_i, h_i) - \rho(p_i - \varepsilon, h_i)}{\varepsilon} & \text{wenn } \begin{cases} h_i \geq h'_i \\ h_i < h'_i \end{cases} \end{cases}, \quad (3.25)$$

$$\gamma_{h,i} = \begin{cases} \frac{\rho(p_i, h_i + \varepsilon) - \rho(p_i, h_i)}{\varepsilon} & \text{wenn } \begin{cases} h_i \geq h'_i \\ h_i < h'_i \end{cases} \end{cases}. \quad (3.26)$$

Da sich das Verhalten der Dichteänderungen im unterkühlten und gesättigten Bereich stark unterscheidet, werden die Ableitungen für diese Bereiche unterschiedlich berechnet. In den Gleichungen ist  $h'_i$  die Sättigungsenthalpie im  $i$ -ten Element.

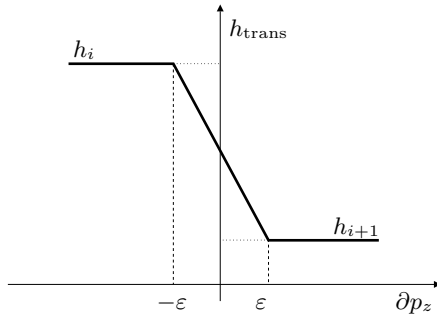
#### 3.2.3.2 Druckverlustelement und Konnektorendefinition

Die Massen- und die Enthalpieströme zwischen zwei Kontrollvolumina werden aus den Zuständen zweier benachbarter Kontrollvolumina berechnet. In die Massenstromberechnungen gehen die Stoffgrößen Dichte, Viskosität und Dampfgehalt ein. Sie hängen von Druck und Enthalpie ab. Bei wechselnden Strömungsrichtungen ist nicht klar, welcher Zustand zu ihrer Berechnung herangezogen werden soll. Die Implementierung verwendet die transportierten Zustandsgrößen, also den Zustand des Kontrollvolumens, aus dem der Fluidstrom kommt. Die Drücke werden mittels einer Upwind-Diskretisierung

$$p_{\text{trans}} = \max(p_i, p_{i+1}) \quad (3.27)$$

berechnet. Beim Wechsel der Strömungsrichtung kommt es zu einem stetigen Wechsel des verwendeten Drucks, da die Strömungsrichtungsänderung sich bei ausgeglichenem Druck vollzieht. Grundsätzlich ist eine gleiche Diskretisierung für die Enthalpie denkbar. Sie hat jedoch den Nachteil, dass sich dadurch die Werte der transportierten Enthalpie bei Wechsel der Strömungsrichtung sprunghaft ändern können, was weder der tatsächlichen Physik entspricht, noch zuträglich für die Simulationsperformance ist. Bei der Enthalpie wird deshalb ein kleiner  $\varepsilon$ -Bereich beim Druckausgleich eingeführt, innerhalb dessen die transportierte Enthalpie linear zwischen den Enthalpien der benachbarten Kontrollvolumina über den Druckgradienten  $\partial p / \partial z$  interpoliert wird, Abbildung 3.5. Die Upwind-Diskretisierung für die transportierte Enthalpie wird mit

$$h_{\text{trans},i} = \begin{cases} h_i & \partial p_z < -\varepsilon \\ \frac{h_i(\varepsilon - \Delta p_i) + h_{i+1}(\varepsilon + \Delta p_i)}{2\varepsilon} & \text{wenn } |\partial p_z| < \varepsilon \\ h_{i+1} & \varepsilon < \partial p_z \end{cases} \quad (3.28)$$



**Abbildung 3.5:**  $\epsilon$ -Bereich bei der Upwind-Diskretisierung der Enthalpie, um Unstetigkeiten zu vermeiden

berechnet, wobei

$$\Delta p_i = \frac{1}{\Delta z} (p_{i+1} - p_i) .$$

Weiterhin bedeutet das Vermeiden der Unstetigkeit für die Simulation, dass am Massenstromumkehrpunkt kein Ereignis erzeugt werden muss, was sich positiv auf die Simulationsdauer auswirkt. In den Simulationen hat sich ein Wert von  $\epsilon = 2 \frac{\text{Pa}}{\text{m}}$  als sinnvoll gezeigt. Der  $\epsilon$ -Bereich kann physikalisch interpretiert werden, als Einfluss der diffusen Wärmeleitung bei sehr geringen Volumenströmen. Mit den derart berechneten Stoffgrößen lässt sich die Druckverlustkorrelation, Gleichung (3.15), diskretisieren zu

$$\dot{m}_i = - \left( \frac{1}{\beta_1(p_{\text{trans},i}, h_{\text{trans},i}) \beta_2} \right)^{\frac{4}{7}} \frac{\frac{p_{i+1} - p_i}{\Delta z}}{C_i + \left| \frac{p_{i+1} - p_i}{\Delta z} \right|^{\frac{3}{7}}} . \quad (3.29)$$

Dabei gilt die Gleichung für jeden Zeitschritt explizit, da sich der Massenstrom als abhängige Größe der Zustandsvariablen Enthalpie und Druck darstellt<sup>4</sup>. Das Modell für Absorber und Rohrelement lässt für den Korrekturterm  $C$  den Ansatz nach Gleichung (3.21) oder die Annahme eines konstanten Wertes zu. Die Entscheidung sollte im Einzelfall zwischen Genauigkeits- und Zeitanforderungen fallen. Der Wert für den konstanten Korrekturterm  $C$  ist auf  $10^{-3} \text{ Pa}^{3/7}$  festgelegt.

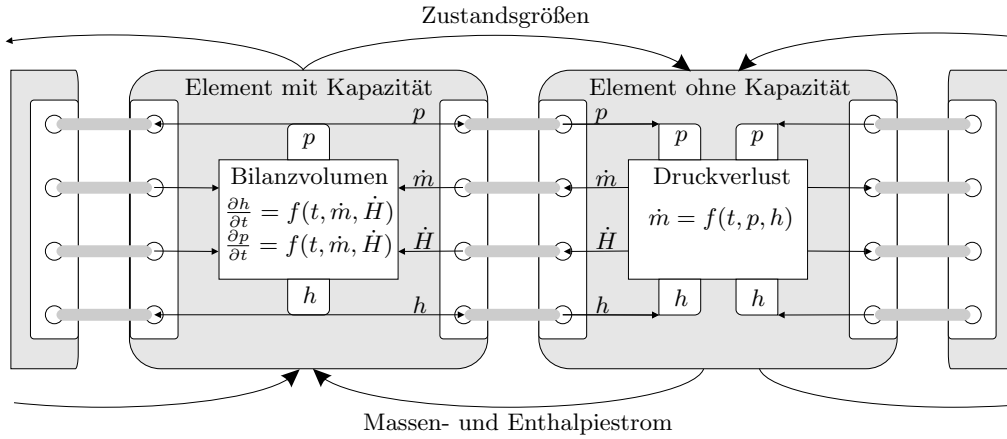
Nach berechnetem Massenstrom und transportierter Enthalpie kann nun der Enthalpiestrom berechnet werden. Dabei wird abhängig von der Strömungsrichtung bzw. dem Vorzeichen des Massenstroms die entsprechende Enthalpie aus dem jeweils stromaufwärts gelegenen Kontrollvolumina mit dem Massenstrom multipliziert. Somit ist der Energietransport zwischen den kapazitiven Elementen aufgrund der Informationen von Druck  $p$  und Enthalpie  $h$  eindeutig bestimmt. Der konvektive Energietransport und der Massentransport bestimmen wiederum die Änderung

<sup>4</sup>Gleichung (3.29) ist als Funktion implementiert



### 3.2 Modellbeschreibungen

der Drücke und Enthalpien in den kapazitiven Kontrollvolumina. Damit ist leicht abzuleiten, dass eine wechselnde Anordnung der kapazitiven und der Druckverlust-Elemente erfolgen muss. In Abbildung 3.6 sind die Zusammenhänge graphisch zusammengefasst. Man erkennt das Zusammenspiel der kapazitiven Elemente und der



**Abbildung 3.6:** In der Modellierung des hydraulischen Systems alternieren die kapazitiven und die Druckverlustelemente

Druckverlustelemente.

#### 3.2.3.3 Wandwärmestrom

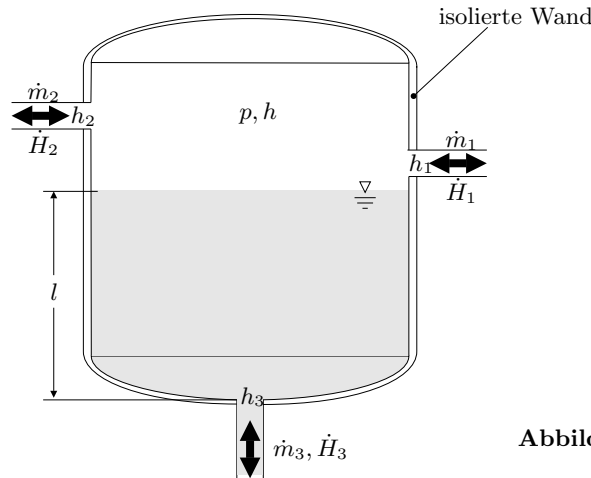
Der Wärmestrom durch die Rohrwand wird über die Temperaturen im Kern der Wand und an der Innen- und Außenseite beschrieben, dabei ist die Wandtemperatur in der Rohrwandmitte gleichzeitig eine Zustandsgröße des Systems. Die Diskretisierung wurde von Hirsch [8] übernommen. Eine Anpassung musste lediglich bei der Berechnung der Wärmeübergangskoeffizienten vorgenommen werden. Der Wärmeübergangskoeffizient wird für jedes kapazitive Element berechnet und ist u.a. vom Massenstrom abhängig. Die Wahl des Massenstrom ist bei wechselnden Strömungsrichtungen nicht mehr eindeutig, außerdem kann es zu Situationen kommen bei denen zu beiden Seiten Masse aus- bzw. eintritt. Gleichung (3.30) zeigt die Berechnung des Massenstroms in Abhängigkeit der an beiden Seiten fließenden Massenströme. Der Massenstrom wird berechnet als

$$\dot{m}_{\alpha,i} = \frac{|\dot{m}_{i-1} + \dot{m}_i|}{2}. \quad (3.30)$$

$\dot{m}_{i-1}$  beschreibt den Fluss an der linken und  $\dot{m}_i$  den Fluss der gegenüberliegenden Seite des Volumenelements. Durch die Bilanz an der Rohrrinnenseite zwischen Wärmeübergang und Wärmeleitung sind die Randbedingungen der Rohrelemente bestimmt. Die Rohrwand selbst stellt durch ihre Masse und hohe Wärmekapazität für die Fluidelemente einen Tiefpass dar, d.h. hohe Frequenzen bei sich ändernden Einstrahlbedingungen werden von der Rohrwand geschluckt, niedrige hingegen werden weitergegeben. Für die Simulation bedeutet dies, dass sprungförmige Änderungen der Bestrahlung gedämpft auf den Wärmeübergang in das Fluid auswirken, also weniger kritisch bzgl. der Simulation sind.

### 3.2.4 Drucktank

Nach Sonnenuntergang müssen Felder der solarthermischen Kraftwerke heruntergefahren werden. Dabei versucht man, das heiße Fluid in verschiedene Tanks zu füllen. Somit wird die thermische Energie, die zum einen im Fluid selbst und in den Rohrwänden gespeichert ist, zum größten Teil vor einem Auskühlen über Nacht bewahrt. Im betrachteten System können dafür u.a. der Puffertank und der Speisewassertank genutzt werden. Abbildung 3.7 skizziert den Aufbau der Tanks. Die Tanks besitzen eine starke Isolierung, um möglichst viel Energie über die Nacht zu sichern. Sie sind für die Simulation mit drei Anschlüssen versehen. Der Druck-



**Abbildung 3.7:** Aufbau des Drucktanks in dem das Fluid gespeichert wird.

tank gleicht strukturell einem Rohrelement. Es gelten daher auch hier die Bilanzgleichungen im Volumen (3.7) und die Wärmeleitgleichung in der Wand (3.9). Der Wärmeaustausch mit der Umgebung wurde geändert, da es zu keiner solaren Einstrahlung kommt und auf der Tankaußenseite eine Isolierung aufgebracht ist. Der Drucktank wird als einzelnes Rohrelement mit den Zustandsgrößen  $p$ ,  $h$  und  $T_W$ , die damit für den gesamten Tank gelten, abgebildet. Er wird im gesamten Bereich von

### 3.2 Modellbeschreibungen

Unterkühlung bis Überhitzung betrieben, diese Bereiche sind analog zum Rohrelement ebenfalls abbildbar. Ist der Drucktank nicht komplett gefüllt, befindet er sich dementsprechend im Sättigungszustand, wobei es zu einer scharfen Trennung der beiden Phasen kommt. Um den Einbau des Tanks flexibel zu gestalten, können die Anschlüsse  $i = 1, 2$  in ihrer Position verändert werden. Es ist möglich, sie im Kopf oder im Sumpf anzuschließen, je nach Befüllung wird dadurch eine Phasentrennung nach

$$h_{\text{sumpf}, i} = \begin{cases} h + \frac{x}{x'_{\text{lim}}}(h'' - h) & 0 < x < x'_{\text{lim}} \\ h'' & \text{wenn } x'_{\text{lim}} < x < 1 \\ h & \text{sonst.} \end{cases} \quad (3.31)$$

bzw.

$$h_{\text{kopf}, i} = \begin{cases} h' & 0 < x < x''_{\text{lim}} \\ h' + \frac{x - x''_{\text{lim}}}{1 - x''_{\text{lim}}}(h - h') & \text{wenn } x''_{\text{lim}} < x < 1 \\ h & \text{sonst.} \end{cases} \quad (3.32)$$

erreicht. Die an den Öffnungen anliegende Enthalpie ist damit bestimmt und kann von anliegenden Druckverlustmodellen transportiert werden. Der Druck wird an allen Öffnungen gleich berechnet, d.h. der statisch aufgeprägte Druck des Wasserspiegels auf die Ausgänge am Sumpf bleibt unberücksichtigt. Die Höhe des Tanks beträgt je nach Auslegung etwa 3 m, was bei vollem Tank eine maximale Abweichung von 0,3 bar bedeutet. Die Abweichung ist tolerierbar, da der Systemdruck des Rinnenkraftwerks i.d.R. höher als 20 bar liegt.

#### 3.2.5 Zusätzliche Komponenten

Um den Prozess des Anfahrvorgangs darstellen zu können sind weitere Komponenten notwendig. Sie sind hier zusammengefasst.

##### 3.2.5.1 Rückschlagventile

Die Rückschlagventile sind Druckverlustmodelle, die in Abhängigkeit des anliegenden Druckgefälles einen Massenstrom berechnen. Die Widerstandszahl und der Zusammenhang zwischen Druckverlust und Massenstrom  $f_{\text{HMS}}$  werden analog zur Berechnung im Rohrelement ermittelt. Der errechnete Massenstrom wird, bevor er in die Bilanzgleichungen eingeht noch mit einem Faktor  $k$  zur Ventilstellung manipuliert. Abschließend wird überprüft, ob es sich um eine erlaubte Strömungsrichtung handelt. Wenn ja, wird der manipulierte Massenstrom übergeben bzw. im gegenteiligen Fall unterdrückt. Das Modell ist so gestaltet, dass der Faktor  $k$  als Signal von

außen aufgegeben werden kann, um es für Steuerungen verwendbar zu gestalten. Die erlaubte Strömungsrichtung ist als Parameter  $r = \{0, 1\}$  vor Simulationsstart festzulegen.

$$\dot{m} = \begin{cases} k f_{\text{HMS}} \left( \frac{\partial p}{\partial z}, p, h \right) \\ 0 \end{cases} \quad \text{wenn} \quad \begin{cases} (-1)^r \frac{\partial p}{\partial z} > 0 \\ \text{sonst.} \end{cases} \quad (3.33)$$

Die Verwendung des Modells als regelbares, in beide Richtungen durchströmbares Ventil ist ebenfalls als Erweiterung dieses Modells implementiert.

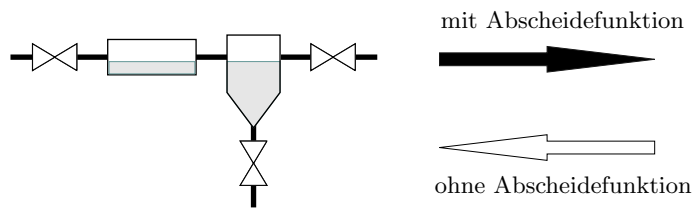
### 3.2.5.2 Ein- und Ausströmrandbedingungen

Die Randbedingungen stellen prinzipiell ein Element mit unendlicher Kapazität dar. Der festgelegte Zustand aus Enthalpie  $h$  und Druck  $p$  wird durch Massen- und Enthalpieströme in und aus angrenzenden Elementen nicht verändert. Neben der Randbedingung aus Druck und Enthalpie ist ebenfalls eine Vorgabe des Massenstroms zusammen mit der Enthalpie möglich. Das zwischen der Randbedingung und dem nächsten kapazitiven Element befindliche Druckverlustelement setzt unter der Vorgabe des Massenstroms und des Drucks im kapazitiven Element den Druck der Randbedingung. Das Randelement besitzt drei Signaleingänge. Sind sie aktiviert, dann werden die jeweiligen zeitabhängigen Eingangssignale in die Zustände Druck, Enthalpie und Massenstrom übersetzt.

### 3.2.5.3 Abscheider

Der Abscheider wurde als idealer Abscheider konzipiert, der zu jeder Strömungsgeschwindigkeit eine vollständige Trennung der flüssigen bzw. gasförmigen Phase erreicht. Der Abscheider wurde als Element ohne eigene Kapazität abgebildet, im Systemaufbau muss er deshalb direkt an ein kapazitives Element angeschlossen werden. An welchen der Öffnungen das Element Anschluss findet, muss dem Abscheider als Parameter übergeben werden. Dabei ist zu beachten, dass das kapazitive Element den Zustand am verbindenden Konnektor und im Abscheider vorgibt. Die Abscheiderformeln gleichen, zur Bestimmung der Enthalpien an den Konnektoren, denen des Puffertanks, Gleichungen (3.31) und (3.32). In Abbildung 3.8 ist dargestellt, wie der Abscheider in das System integriert werden muss, damit er seine Funktion abhängig von der Flussrichtung erfüllt. Der Abscheider trennt die Phasen, sobald das Wasser vom direkt angeschlossenen kapazitiven Element in den Abscheider fließt. Das Abscheidermodell berechnet anhand der vom Rohrelement übergebenen Zustandsgrößen  $p, h$  die spezifische Enthalpie in Kopf und Sumpf. Anschließend werden sie an die stromabwärts liegenden Konnektoren weiter gegeben.

### 3.3 Implementierung



**Abbildung 3.8:** Der Abscheider erfüllt seine Aufgabe nur in eine erlaubte Flussrichtung

Dort werden sie von den angeschlossenen Druckverlustmodellen transportiert. In umgekehrter Strömungsrichtung wird der Enthalpie-/Massenstrom in den Abscheider fließen, dieser gibt ihn direkt an das Volumenmodell weiter und mischt sich dort mit dem vorhandenen Wasser. Der angrenzende Konnektor zum Druckverlustmodell gibt den Zustand des gemischten Fluids weiter.

## 3.3 Implementierung

Nachdem die grundlegenden Modellgleichungen und Diskretisierungen erläutert und dargestellt wurden, wird in diesem Abschnitt deren Implementierung in Modelica beschrieben. Dabei werden ausgehend von der ersten Implementierung die auftauchenden Probleme bei Simulationsstudien beschrieben. Darauf folgend werden die Systemgleichungen analysiert bzw. die Stabilität untersucht, um die Ursachen für die auftretenden Phänomene einzugrenzen. Es werden Matrixstabilitätstests in verschiedenen Ruhelagen durchgeführt, in diesem Rahmen werden auch das Eigenwertverhalten bei verschiedenen Anfangsbedingungen und die Kondition der Systemmatrix untersucht. Weiterhin wird das Verhalten einer Regelstrecke mit verschwindendem Sollmassenstrom untersucht. Daraus werden unterschiedliche Lösungsansätze hergeleitet, mit denen das Systemverhalten verbessert werden soll. Am Ende folgt die Festlegung auf einen Ansatz, der für die weiteren Studien verwendet wird. Beginnend wird die Art der ersten Implementierung und der verwendeten Modelle beschrieben.

### 3.3.1 Die erste Implementierung

Die Implementierung erfolgt in der Sprache Modelica. Sie ist eine objektorientierte Sprache, das bedeutet, dass man verschiedene Hierarchieebenen verwenden kann, um wiederkehrende Konstrukte, Modelle o.ä. einmal zu definieren und in mehreren Modellen zu verwenden. Neben dem Vorteil der Wiederverwendbarkeit ist ebenfalls

eine Vermeidung redundanter Elemente ein positiver Aspekt dieser Modellierungsart. Auf der anderen Seite kann eine zu tiefe Unterteilung in immer kleiner werdende Einheiten zu Unübersichtlichkeiten führen, wenn nämlich nicht mehr klar ist, auf welchen Ebenen welche Variablen gesetzt werden bzw. diese an der hierarchisch obersten Ebene nicht mehr zugreifbar sind. Für die Modellierung der in dieser Arbeit eingeführten Modelle ist der Ansatz, einen möglichst flachen Modellcode zu erstellen, d.h. die Modelle wurden i.d.R. nur auf einer Ebene implementiert. Die erste Implementierung ist die reine Übersetzung der im vorigen Abschnitt beschriebenen Modellgleichungen und ihren örtlichen Diskretisierungen in den Programmcode. Eine nochmalige Beschreibung an dieser Stelle erübrigt sich.

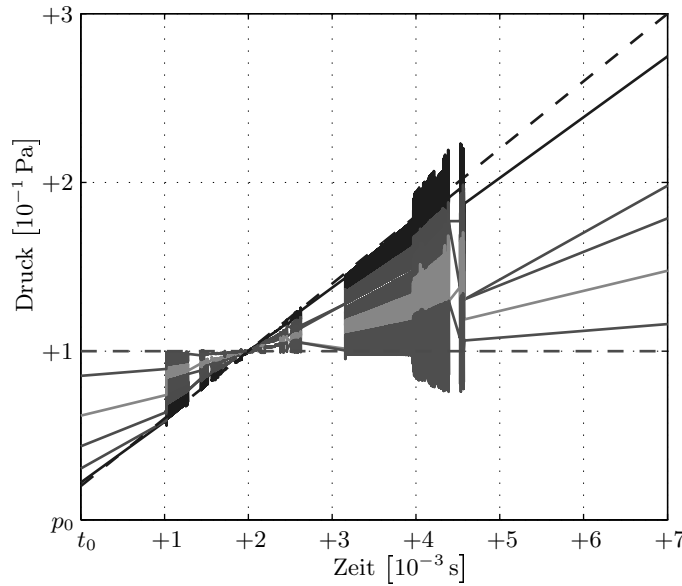
### 3.3.2 Probleme beim Modellverhalten

In Situationen einheitlicher Strömungsrichtungen zeigen die Modelle ein gutartiges Verhalten, wenn auch ein Anstieg der Simulationsdauer im Vergleich zum Ausgangsmodell festzustellen war, siehe dazu Abschnitt 3.4. Ebenfalls gelingt grundsätzlich die Strömungsabbildung mit Richtungswechsel. Allerdings können bei verschwindendem Massenstrom starke Ausschläge um den Nullwert beobachtet werden. Die starken Ausschläge zeigen zum einen eine Abweichung von den tatsächlichen Werten und zum anderen aufgrund ihrer sehr hohen Frequenzen und den damit verbundenen kleinen Zeitschrittweiten einen stark erhöhten Zeitbedarf. Die Probleme zeigen sich vor allem bei

- Anfahren aus Nullmassenströmen
- Auslenkung aus stationären Arbeitspunkten in der Nähe von Nullmassenströmen

Diese Probleme werden verstärkt, wenn die Situationen dort auftreten, wo es gleichzeitig zu einem Phasenübergang kommt. Der Zeitaufwand steigt dabei rasch mit der Anzahl direkt benachbarter Elemente, die auf gleichen Druck liegen an. Abbildung 3.9 zeigt das Verhalten des Druckes eines in fünf Elemente aufgeteilten Rohrstücks beim Wechsel der Strömungsrichtung. Die einhüllenden Geraden stellen dabei die herrschenden Druckrandbedingungen dar. Die eingeschlossenen Linien zeigen den berechneten Druck in den einzelnen Volumenelementen. Anfänglich sind bei der Strömungsrichtung nach rechts keine Probleme zu beobachten. Nähert sich der Druck der benachbarten Elementen an, so stellen sich hochfrequente Oszillationen ein. Diese dauern bis nach dem Strömungsrichtungswechsel fort und hören dann plötzlich auf. Um das Verhalten an der kritischen Stelle des Nulldurchgangs besser einordnen zu können, wurden verschiedene Testläufe gestartet. Dabei wurden nicht maßgebliche Parameter konstant gehalten, wie beispielsweise die Geometrie und die

### 3.3 Implementierung



**Abbildung 3.9:** Druckverlauf der fünf einzelnen Elemente (–) und der Druckrandbedingung (– –) beim Wechsel der Strömungsrichtung

Stoffwerte. Die angeschlossene Beheizung war bei diesen Rechnungen deaktiviert, da es sonst bei stehenden Fluid zu einer Erwärmung des Wassers bis zur Verdampfung käme. Vielmehr wurde sie als äußere, kurzfristige Störquelle benutzt. Die Zustandsvariablen des Systems waren, wie im Abschnitt 3.2 beschrieben, der Druck, die Enthalpie und die Wandtemperatur des Volumenmodells. Untersucht wurden Auswirkungen von Störungen aus der Ruhelage bei verschiedenen Massenströmen. Dabei zeigte sich, dass bei fest vorgegebenen Drücken an den Rändern immer ein stationärer Zustand erreicht werden kann. Der Spezialfall einheitlicher Drücke und damit einem verschwindenden Massenstrom war mit exakten Anfangsvorgaben des Drucks in allen Elementen ohne Oszillationen zu bewerkstelligen.

Wird auf das System von außen eine Störung aufgebracht, hier ein Wärmeimpuls, so liegen unterschiedliche Verhalten je nach Nähe des Massenstroms zum ruhenden Fluid vor. Bei Druckunterschieden von etwa 1 Pa oder mehr klingen die Zustandsgrößen wieder auf den Ausgangszustand ab. Unterhalb von 1 Pa gerät das System ins Schwingen, d.h. die Zustände pendeln um die eigentlichen Ruhelage ohne ab- oder aufzuklingen. Die Amplitude der Schwingungen nimmt dabei mit sinkenden Massenströmen zu. Eine Verkleinerung der Genauigkeitstoleranzen in den Simula-

tionen führt hierbei zu einer weiteren Verringerung dieser Amplituden. Im Rahmen der Genauigkeitsmöglichkeiten ist ein gänzlich Vermeiden der Schwingungen nicht zu erreichen, die Amplituden konvergieren zu einem bestimmten Wert. Das gleiche Phänomen tritt auf, wenn man von einem anfänglichen Druckgradienten einen Druckausgleich erreichen möchte. Anfangs erfolgt die erwartete exponentielle Abnahme des Druckunterschieds bis es schließlich zu Schwingungen um den Bereich des totalen Druckausgleichs kommt.

Bei zeitliche veränderlichen Druckrandbedingungen, die eine Strömungsumkehr provozieren, führt dieses Verhalten auf eine Verlängerung der Simulationszeit, da bei der Strömungsumkehr die starken Gradienten der Oszillationen innerhalb der Genauigkeitsanforderungen nachgefahren werden, siehe Abbildung 3.3.2. Dieser Nachteil ist stärker bei sehr langsamen Massenstromänderungen, da hier der Zustand länger im kritischen Bereich bleibt. Werden die Nulldurchgänge steiler durchfahren, so spielt dieses Verhalten eine sehr untergeordnete oder gar keine Rolle. Ein Anstieg der Simulationszeit ist hier nicht zu beobachten.

### 3.3.3 Problemanalyse

Die Ursachen für die Oszillation bei verschwindenden Massenströmen können Instabilitäten im Differentialgleichungssystem, die Numerik oder die Grenzen der Rechengenauigkeit sein. Diese drei Felder werden in diesem Abschnitt genauer untersucht.

#### 3.3.3.1 Stabilitätstest

Die Grundgleichung des Systems ist durch eine Zahl nicht-linearer partieller Differentialgleichungen beschrieben. Mit der Linienmethode wurden die örtlichen Abhängigkeiten durch konzentrierte Parameter ersetzt. Folglich kann das System als gewöhnliches Differentialgleichungssystem

$$\begin{aligned}\dot{\mathbf{x}} &= \mathbf{f}(\mathbf{x}(t), \mathbf{u}(t)), & \mathbf{x}(0) &= \mathbf{x}_0 \\ \mathbf{y}(t) &= \mathbf{g}(\mathbf{x}(t), \mathbf{u}(t))\end{aligned}\tag{3.34}$$

beschrieben werden. Eine Voraussetzung zur Durchführung analytischer Stabilitätstest ist die zeitliche Konstanz der dynamischen Eigenschaften des Systems, so dass die Differentialgleichungen konstante Koeffizienten besitzen. Um dies zu gewährleisten, wird das System im interessierenden, stationären Zustand (Index s) lineari-



### 3.3 Implementierung

siert. Im linearisierten Modell müssen die Variablen neu interpretiert werden,

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{x}}(t) &= \mathbf{x}(t) - \mathbf{x}_s, \\ \hat{\mathbf{u}}(t) &= \mathbf{u}(t) - \mathbf{u}_s, \\ \hat{\mathbf{y}}(t) &= \mathbf{y}(t) - \mathbf{y}_s.\end{aligned}$$

Sie stellen nun die Abweichungen von dem stationären Zustand dar. Die Informationen über das Systemverhalten sind ausschließlich in der Vektorfunktion  $\mathbf{f}$  in Gleichung (3.34) enthalten. Somit ist es ausreichend, sie allein zu linearisieren. Die linearisierten Gleichungen lassen sich nun folgendermaßen schreiben

$$\frac{d\hat{\mathbf{x}}}{dt} = \mathbf{A}\hat{\mathbf{x}}(t) + \mathbf{B}\hat{\mathbf{u}}(t). \quad (3.35)$$

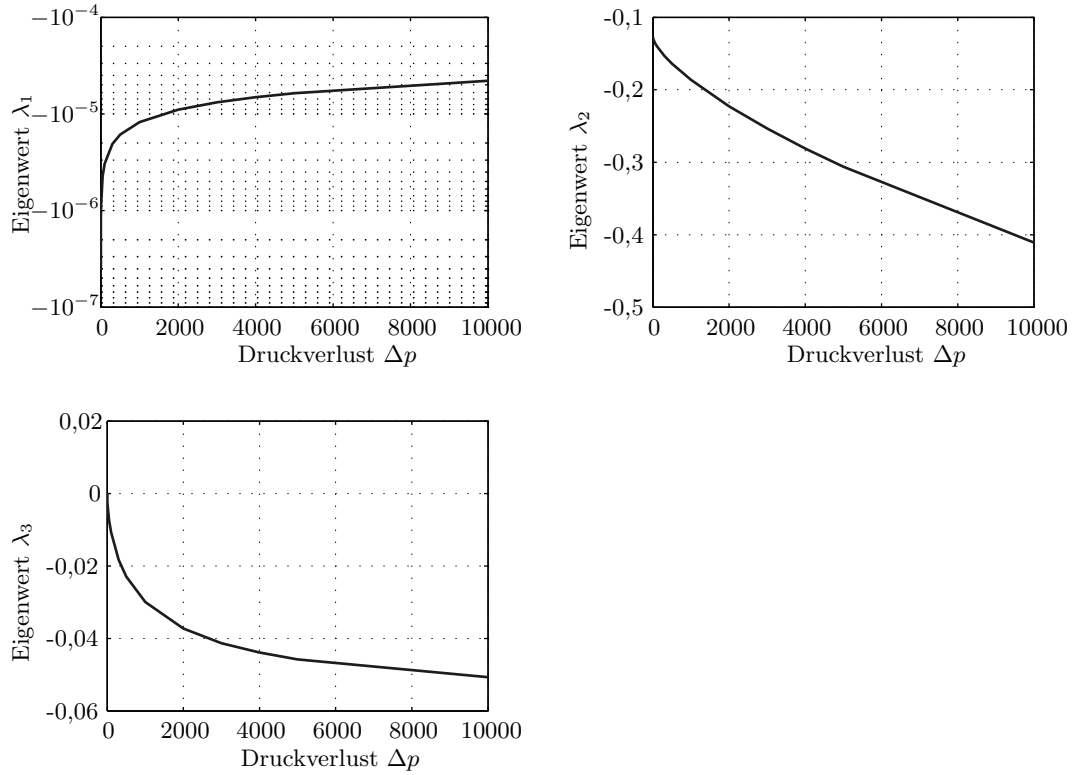
Hier sind

$$\begin{aligned}\mathbf{A} &= \left. \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{x}} \right|_{\mathbf{x}_s, \mathbf{u}_s}, \\ \mathbf{B} &= \left. \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{u}} \right|_{\mathbf{x}_s, \mathbf{u}_s}.\end{aligned}$$

Die Systemmatrix  $\mathbf{A}$  ist die Jacobimatrix der Vektorfunktion  $\mathbf{f}$  im Arbeitspunkt. Anhand der linearisierten Systemmatrix wird eine Analyse der Systemeigenschaften mittels ihrer Eigenwerte durchgeführt. In Abbildung 3.10 sind die Verläufe der Eigenwerte eines betrachteten Kontrollvolumens aufgetragen. Alle Eigenwerte sind reelle Werte, worauf man schließen kann, dass das System nicht von sich aus schwingungsfähig ist. Außerdem kann man sehen, dass für sämtliche Eigenwerte  $\lambda_i < 0$  gilt, womit das System stabil ist, d.h. alle Auslenkungen aus der Ruhelage sollten wieder abklingen. In Abbildung 3.10 ist zu erkennen, dass kritische Situationen entstehen, sobald die Druckdifferenz auf Null absinkt. Hier laufen die Eigenwerte gegen Null, der Eigenwert deutet darauf hin, dass das System in diesen Zustand grenzstabil ist, d.h. die Auslenkungen klingen weder auf noch ab, sie bleiben konstant. Die notwendige und hinreichende Bedingung sind für instabile Systeme sind jedoch positive Eigenwerte, daraus lässt sich schließen, dass das System nicht grundsätzlich instabil ist.

#### 3.3.3.2 Kondition der Matrix

Nach der Theorie der Rechnerarithmetik können bei den verschiedenen Rechenoperationen Fehler entstehen, die sich während der Rechnung fortpflanzen. Eine Kennzahl zur Lösbarkeit linearer Gleichungssysteme ist die Konditionszahl der Matrix



**Abbildung 3.10:** Verläufe der Eigenwerte bei verschiedenen Druckdifferenzen im Rohr

**A.** Sie hat einen Wertebereich von 1 bis  $+\infty$ . Die Konditionszahl kann anschaulich als Maßstab angesehen werden, der angibt, wie sensibel die erhaltene Lösung auf Abweichungen in den Eingangsgrößen reagiert. Die Konditionszahl ist definiert als [13]

$$\kappa(\mathbf{A}) := \|\mathbf{A}\| \|\mathbf{A}^{-1}\|. \quad (3.36)$$

Hierbei sind kleine Konditionszahlen bei 1 Anzeichen für eine gute Lösbarkeit von linearen Gleichungssystemen, höhere Zahlen lassen auf verminderte Genauigkeit des Ergebnisses bei kleinen Eingabefehlern schließen, die durch die Genauigkeit der Werte in Rechnerdarstellung begrenzt wird. Eine obere Grenze der relativen Genauigkeit kann mit

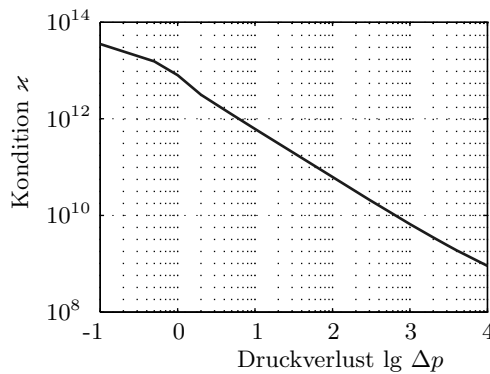
$$\frac{\|\Delta z\|}{\|z\|} \leq \frac{2 \varepsilon \kappa(\mathbf{A})}{1 - \varepsilon \kappa(\mathbf{A})} \quad (3.37)$$

### 3.3 Implementierung

wobei

$z$	„zu berechnende Größe“
$\ \Delta z\ $	„absoluter Fehler“
$\varepsilon$	„Gleitkommagenauigkeit“
$\kappa(\mathbf{A})$	„Konditionszahl der Matrix $\mathbf{A}$ “

berechnet werden. Es zeigt sich, dass für kleine Konditionszahlen der Nenner in guter Näherung eins wird und damit der Fehler in der Größenordnung der Genauigkeit der Gleitkommadarstellung liegt. Bei sehr großen Konditionszahlen allerdings nimmt der relative Fehler stark zu. In Abbildung 3.11 sind die errechneten Konditionszahlen für ein System mit einem Volumenelement dargestellt. Es zeigt sich,



**Abbildung 3.11:** Entwicklung der Konditionszahl bei verschiedenen Druckdifferenzen

dass bis kurz vor dem Stillstand des Fluids die Konditionszahl Werte von  $6,7 \cdot 10^{19}$  erreicht. Die Dymola-Ergebnisse werden im Datentyp *double* ausgegeben, der eine Genauigkeit von  $\varepsilon = 2,2204 \cdot 10^{-16}$  besitzt. In wiefern der implementierte Löser eine Konditionsabschätzung während der Simulation durchführt und ggf. eine Erhöhung der Gleitkommagenauigkeit in kritischen Bereichen und eine Vorkonditionierung des Systems durchführt, konnte nicht ermittelt werden. Wird keine Anpassung vorgenommen, so errechnet man mit Gleichung (3.37), dass keine der errechneten Stellen sicher Gültigkeit besitzt. Dabei sei nochmals darauf hingewiesen, dass dies eine konservative Abschätzung ist.

Um die Ursache für die schlecht konditionierten Systemmatrizen genauer eingrenzen zu können, wurden unterschiedliche Tests durchgeführt. Es wurden verschieden diskretisierte Absorberstrecken, eine geänderte Druckverlustkorrelation bzw. Stoffwertroutine und das Verhalten im ein- bzw. zweiphasigen Bereich untersucht. In Tabelle 3.1 sind die Ergebnisse zusammengetragen. Die Ergebnisse lassen darauf schließen, dass die Ursachen in den Systemgleichungen liegen. Die Änderung der verwendeten Stoffwertroutinen und Druckverlustmodellen zeigte keine Verbesserung.

**Tabelle 3.1:** Zusammenfassung der verschiedenen Untersuchungen der Systemmatrix zur Eingrenzung der Ursache

Elem.	$\Delta p$ -Modell	StoffwertROUTINEN	Dampfgehalt	Toleranz	Dimension	Rang	$\kappa$
1	HMS	DissDyn	$2ph$	$10^{-5}$	3	2	$\infty$
2	HMS	DissDyn	$2ph$	$10^{-5}$	6	4	$\infty$
3	HMS	DissDyn	$2ph$	$10^{-5}$	9	6	$\infty$
5	HMS	DissDyn	$2ph$	$10^{-5}$	15	10	$\infty$
10	HMS	DissDyn	$2ph$	$10^{-5}$	30	20	$\infty$
5	$p \propto \dot{m}^2$	DissDyn	$2ph$	$10^{-5}$	15	10	$\infty$
5	HMS	ideales Gas	$1ph$	$10^{-5}$	15	10	$8,5 \cdot 10^{22}$
5	HMS	DissDyn	$1ph$	$10^{-5}$	15	10	$2,3 \cdot 10^{24}$
1	HMS	DissDyn	$2ph$	$10^{-4}$	3	2	$2,4 \cdot 10^{18}$
1	HMS	DissDyn	$2ph$	$10^{-6}$	3	2	$\infty$

Ebenfalls zeigte sich das Verhalten unabhängig von der Anzahl vorliegender Phasen. Die Ergebnisse zeigen auch, dass das System beim Nullmassenstrom numerisch singular wird.

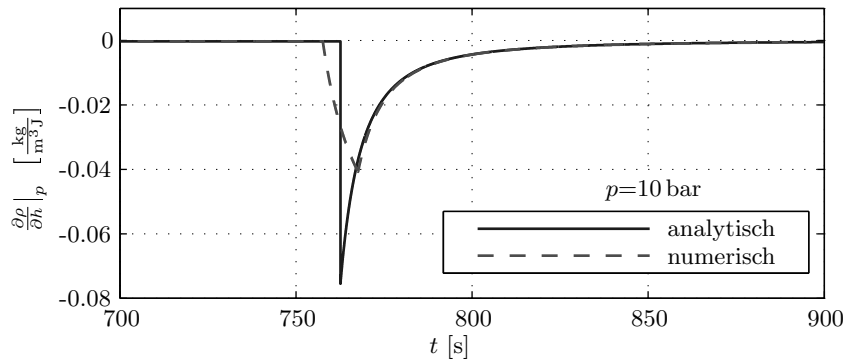
### 3.3.4 Lösungsansätze

Das vorangegangene Kapitel deutet darauf hin, dass die Instabilitäten auf eine schlecht konditionierte Systemmatrix zurückzuführen ist. Nun werden die verschiedenen Ansätze beschrieben, mit denen eine Verbesserung des Verhaltens erzielt werden soll. Die Ansätze zur Verbesserung der Kondition sind die Normierung der Zustandsgrößen und das Verhindern von Auslöschungen. Weiter wurde versucht, das System durch eine direkte Zuweisung bzw. Veränderung des Massenstroms im kritischen Bereich des Druckausgleichs zu einem gutartigen Verhalten bei verschwindenden Massenströmen zu zwingen. Die starken Schwingungen im Druck übertragen sich direkt auf alle Parameter des Systems, da der Druck eine Zustandsgröße darstellt. Dies verstärkte die Probleme weiterhin. Um diesen direkten Zusammenhang abzuschwächen, wurde versucht, mit einem Dämpfungsglied erster Ordnung einen glatten Verlauf des Drucks und damit aller abhängigen Variablen zu erreichen. In Rechnungen zeigte sich, dass vor allem der Übergang in und aus dem zweiphasigen Bereich die Probleme noch verstärkt. Der erste Ansatz beschäftigt sich deshalb mit diesem Aspekt.

### 3.3 Implementierung

#### 3.3.4.1 Analytische Ableitung der Dichte

Beim Übergang vom unterkühlten, quasi-inkompressiblen Medium in das zweiphasige, kompressible Wasser-Dampf-Gemisch kommt es zu starken Änderungen der Dichte. In Gleichung (3.25) wird die numerische Berechnung der Ableitungen nach den Zustandsgrößen beschrieben. Die abhängige Variable Dichte ist von Hirsch [8] als verschachteltes Polynom in Druck und Enthalpie implementiert worden. Um eine exakte Berechnung der Ableitung zu erreichen, wurde zusätzlich die analytische Ableitung in das System eingefügt. Abbildung 3.12 zeigt die analytische Ableitung und die numerische Ableitung der Dichte. In den Simulationen zeigt sich die analytische



**Abbildung 3.12:** Vergleich von numerischer und analytischer Ableitung.

Ableitung als schwieriger zu simulieren, da beim Übergang sehr starke Gradienten herrschen und daraus sehr kurz Zeitschrittweiten resultieren. Die numerischen zentralen Differenzen hingegen „kündigen“ den Übergang mit langsam abfallenden Verlauf der Dichte „an“ bevor der eigentliche Phasenumschlag stattfindet. Dies führt in diesem Bereich zu Abweichungen zum analytischen Ergebnis. In den späteren Validierungsrechnungen wird sich zeigen, dass sie sich nicht wesentlich auf die Genauigkeit auswirken. Die Glättung der Kanten wirkt sich insgesamt positiv für den Rechenaufwand der Simulation auf, da, wie bereits erwähnt, sich die Zeitschrittweite nicht derart stark verkleinert und die Glättung sogenanntes *staggering*<sup>5</sup> verhindert. In den weiteren Simulationen wird die numerische Ableitung verwendet, wobei für den in Gleichung (3.25) beschriebenen  $\varepsilon$ -Wert 1 Pa bzw. 1 J angesetzt wird. Das Problem beim Nulldurchgang konnte mit diesem Ansatz nicht behoben werden.

<sup>5</sup>Bezeichnung in Dymola eines länger andauernden, sprunghaft Wechsels zwischen zweier Ergebnisse

### 3.3.4.2 Normierung der Zustandsgrößen

Die Zustandsgrößen des Systems liegen in sehr verschiedenen Größenordnungen. So werden bspw. Drücke von bis zu 100 bar in Pascal berechnet, die Dichte im überhitzten Medium liegen indes bei etwa  $15 \text{ kg/m}^3$ . Daher wurde eine Verbesserung der Kondition durch eine Normierung der Zustandsgrößen angestrebt. Als zu normierende Größen wurden Druck, Enthalpie, Dichte, Wand-, Fluidtemperatur, Wärmestrom, sowie die Ableitungen des Drucks nach der Enthalpie bzw. des Drucks ausgewählt. Damit veränderten sich die Bilanzgleichungen zu

$$\begin{aligned}\frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} &= \frac{1}{\tilde{\gamma}_p \rho_0} \left[ -\frac{\tilde{\rho} + \tilde{\gamma}_h \tilde{h}}{A \tilde{\rho}} \frac{\partial \dot{m}}{\partial z} + \frac{\tilde{\gamma}_h}{A \tilde{\rho}} \frac{\partial (\dot{h} \dot{m})}{\partial z} - \frac{\tilde{\gamma}_h \dot{Q}_0}{V \tilde{\rho} h_0} \tilde{\dot{Q}} \right] \\ \frac{\partial \tilde{h}}{\partial t} &= \frac{1}{\rho_0} \left[ \frac{\tilde{h}}{A \tilde{\rho}} \frac{\partial \dot{m}}{\partial z} - \frac{1}{A \tilde{\rho}} \frac{\partial (\tilde{h} \dot{m})}{\partial z} + \frac{\dot{Q}_0}{V h_0 \tilde{\rho}} \tilde{\dot{Q}} \right]\end{aligned}$$

bzw. die Wärmetransportgleichungen zu

$$\begin{aligned}\frac{\partial \tilde{T}_W}{\partial t} &= \frac{k A}{c m} \left[ \frac{\partial \tilde{T}_W}{\partial r} \Big|_a - \frac{\partial \tilde{T}_W}{\partial r} \Big|_i \right] \\ \tilde{\dot{Q}} &= \frac{k A T_{W0}}{\dot{Q}_0} \frac{\partial \tilde{T}_W}{\partial r} \Big|_i \\ \tilde{\dot{Q}} &= \frac{\alpha A T_0}{\dot{Q}_0} (\tilde{T}_i - \tilde{T}_f) \quad .\end{aligned}$$

Hierbei sind

$$\begin{aligned}\tilde{p} &:= \frac{p}{p_0} \quad ; \quad \tilde{h} := \frac{h}{h_0} \quad ; \quad \tilde{\dot{Q}} := \frac{\dot{Q}}{\dot{Q}_0} \quad ; \quad \tilde{T} := \frac{T}{T_0} \\ \tilde{\gamma}_p &:= \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \tilde{p}} \Big|_h = \frac{p_0}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial p} \Big|_h = \frac{p_0}{\rho_0} \gamma_p \\ \tilde{\gamma}_h &:= \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \tilde{h}} \Big|_p = \frac{h_0}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial h} \Big|_p = \frac{h_0}{\rho_0} \gamma_h.\end{aligned}$$

Bei den Testläufen zeigte sich, dass ein kompletter Druckausgleich ohne Oszillationen wiederum nicht zustande kommt. Auch hier sind die bekannten Schwingungen um den Nullpunkt des Massenstroms zu beobachten. Eine Analyse der Systemmatrix kam zu den gleichen Ergebnissen wie bei den ursprünglichen Gleichungen. Die Eigenwerte sind alle negative, wobei zwei von ihnen bei absinkendem Massenstrom gegen Null laufen. Die Kondition der Matrix zeigt sich nur leicht verbessert. Die Verbesserung auf Größenordnungen von  $10^{18}$  reicht allerdings nicht aus, um das Simulationsverhalten ausreichend zu verbessern.

### 3.3 Implementierung

#### 3.3.4.3 Fehlerfortpflanzung bei den arithmetischen Operationen

Durch die endliche Genauigkeit der in Maschinenformat dargestellten Werte kann jeder Wert nur mit einer bestimmten Genauigkeit  $\tilde{a}, \tilde{b}$  dargestellt werden, d.h. die Werte  $a, b$  besitzen alle einen gewissen Defekt  $\Delta a, \Delta b$

$$\tilde{a} = a + \Delta a \quad \tilde{b} = b + \Delta b,$$

der sich bei den verschiedenen arithmetischen Operationen weiter fortpflanzen kann. Kritisch bei der Fehlerfortpflanzung ist die sogenannte Auslöschung bei Subtraktion zweier ähnlich großer Zahlenwerte. Die Auslöschung führt zu einer sehr starken Verstärkung des relativen Fehlers.

$$\frac{|\tilde{a} - \tilde{b} - (a - b)|}{|a - b|} \leq \frac{|a|}{|a - b|} \frac{|\Delta a|}{|a|} + \frac{|b|}{|a - b|} \frac{|\Delta b|}{|b|}$$

Die Brüche  $\frac{|a|}{|a-b|}$  bzw.  $\frac{|b|}{|a-b|}$  wirken hier als Verstärkung. Dabei wird klar, dass bei der Subtraktion zweier gleich großer Zahlen diese Verstärkung gegen Unendlich geht. Bei der Implementierung tritt der Effekt der Auslöschung beim Druckausgleich auf, da die Berechnung des Massenstroms mittels des Druckgradienten über das Rohrsegment erfolgt. Um diese Auslöschung zu vermeiden, wurde versucht, mittels einer formalen Änderung des diskretisierten Druckgradienten, die Fehlerfortpflanzung durch Ersetzen der Subtraktion durch die weniger kritische Division zu unterdrücken.

$$\dot{m} = f \left( \frac{1}{\Delta z} (p_2 - p_1) \right) = f \left( \frac{1}{\Delta z} \ln \left( \frac{e^{p_2}}{e^{p_1}} \right) \right)$$

Bei der Implementierung wurde dabei die normierten Gleichungen verwendet, um die Werte der  $e$ -Funktion im Wertebereich der Rechnerdarstellung zu halten. Weiterhin wurden alle Differenzen aus der örtlichen Diskretisierung analog verändert. Eine Verbesserung der Lösbarkeit des Gleichungssystems im kritischen Bereich um den Massenstrom 0 konnte nicht beobachtet werden. Dymola verwendet während der Simulation Routinen zur analytischen Umformung von Gleichungen. Inwiefern dies bei den Simulationen stattgefunden hat, kann mit den Ausgabedateien/Analysewerkzeugen nicht beurteilt werden. Allerdings ist denkbar, dass diese Routinen den natürlichen Logarithmus wieder in eine Differenz auflösen.

#### 3.3.4.4 Setzen des Massenstroms unterhalb eines Schwellenwertes

Ein Ansatz, um einen Nullmassenstrom zu erzwingen, ist die Veränderung der Systemgleichungen in den Bereichen des Druckausgleichs. Fällt die Massenänderung

durch den Masseneintrag über die Oberfläche des Kontrollvolumens unter einen vorgegebenen Schwellenwert, so ist die Massenänderung künstlich zu Null zu setzen,

$$\Delta \dot{m}_i = \begin{cases} \dot{m}_{i+1} - \dot{m}_i & \text{wenn } |\dot{m}_{i+1}| + |\dot{m}_i| > \varepsilon \\ 0 & |\dot{m}_{i+1}| + |\dot{m}_i| \leq \varepsilon . \end{cases}$$

Analog wird dieser Ansatz für den Enthalpiestrom eingeführt. Somit werden die zeitlichen Änderungen des Drucks, die durch die Massen- und Energieströme verursacht werden, Gleichung (3.23), unterdrückt. In den Simulationen zeigt sich, dass es mit diesem Ansatz nicht möglich ist, einen Nullmassenstrom anzufahren. Die Vielzahl aneinander gereihter Elemente mit unterschiedlichen Drücken verhindern dies. Sobald ein erstes Element unter die Schwelle fällt und somit seine Oberflächen keinen Massenstrom mehr passieren lassen, steigt der Druck im benachbarten Element stärker an, da es dort zu keinem Abfließen mehr kommt. Nachdem die Druckdifferenz wieder angestiegen ist, entleert sich nun das benachbarte Druckelement in einem Schwall. Was den Druck im ersten Element wieder stark anwachsen lässt, welches sich wiederum schwallartig in das nächste Element entleert. In einer langen Kette von Volumenelementen lässt dieses Verhalten die Oszillationen weiter aufklingen.

#### 3.3.4.5 Gewichtungsfaktor für die Druckverlustberechnung

Aus den Beobachtungen des vorangegangenen Ansatzes ist deutlich, dass vor allem die schwallartigen Ströme die Problematik bei Nullmassenstrom anfachen. Deshalb wird ein neuer Ansatz gewählt, die ermittelten Druckgradienten und damit indirekt auch die Massenströme mit einem Faktor  $f_G$  zu gewichten,

$$\Delta p_i = (p_{i+1} - p_i) f_G . \quad (3.36)$$

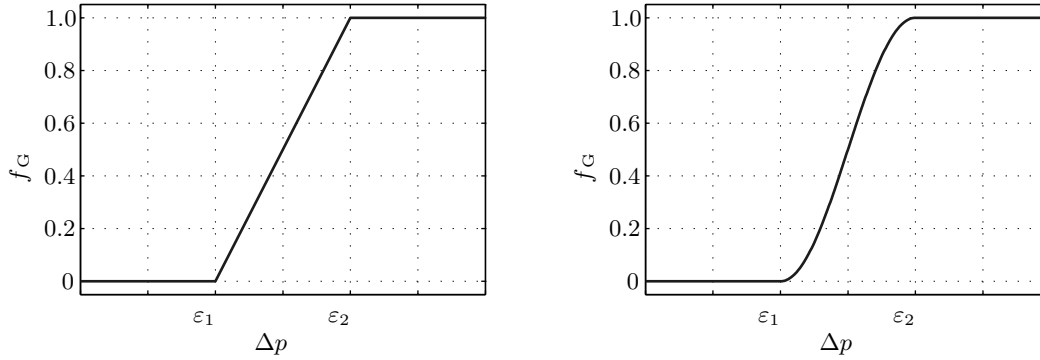
Unterhalb eines anzugebenden Schwellenwertes  $\varepsilon_1$  ist der Wert  $f_G 0$ , danach steigt er stetig auf den Wert 1 an, Abbildung 3.13 links. Dieser Ansatz zeigte grundsätzlich das gleiche Verhalten wie der vorangegangene Ansatz. Ein weiterer Ansatz für den Gewichtungsfaktor, nicht nur einen stetigen, sondern einen stetig-differenzierbaren Übergang zu realisieren, wird mittels einer eingearbeiteten Sinus-Funktion erreicht, Abbildung 3.13 rechts. Auch dieser Ansatz zeigte kein gutartiges Verhalten bei sehr kleinen Massenströmen. Es sind weiterhin die kurzwelligen Oszillationen zu beobachten.

#### 3.3.4.6 Einführen eines Dämpfungsglieds für die Druckberechnung

Durch die starken Schwankungen des Drucks beginnen auch die abhängigen Größen, z.B. Massenstrom, Dichte, Fluidtemperatur usw., zu schwanken. Darüber wird wiederum ein Rückschluss auf die unabhängigen Zustandsgrößen Druck und Enthalpie



### 3.3 Implementierung



**Abbildung 3.13:** Linearer und sinusförmiger Ansatz zur Bestimmung des Gewichtungsfaktors

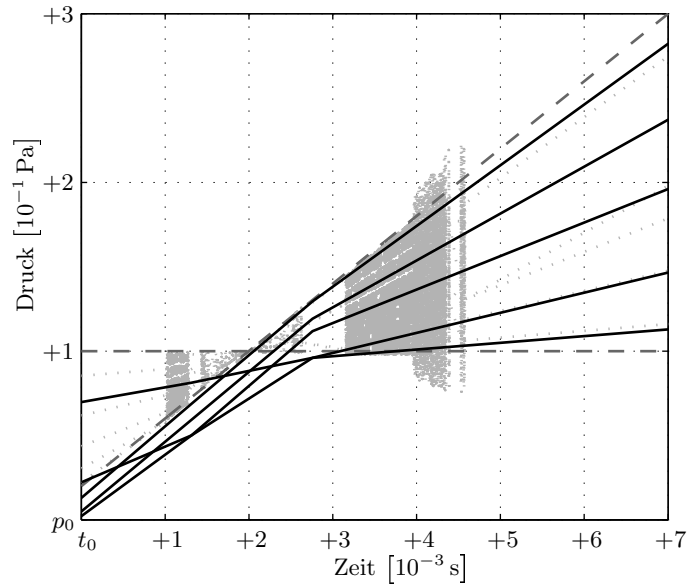
hergestellt. Außerdem regt der Massenstrom die anliegenden Elemente ebenfalls zum Schwingen an. Um diese nicht-physikalischen Schwankungen zu unterdrücken, wurde ein Verzögerungsglied erster Ordnung implementiert. In Gleichung (3.7) wird  $\frac{\partial p}{\partial t}$  durch  $\frac{\partial \hat{p}}{\partial t}$  ersetzt, wobei die Größen der rechten Seite weiterhin von  $p$  abhängig sind.

$$\frac{\partial \hat{p}}{\partial t} = \frac{1}{\gamma_p(p, h)} \left( -\frac{\gamma_h(p, h) h + \rho}{A\rho(p, h)} \frac{\partial \dot{m}}{\partial z} - \frac{\gamma_h(p, h)}{A\rho(p, h)} \frac{\partial(h\dot{m})}{\partial z} - \frac{\gamma_h(p, h)}{\rho(p, h) V} \dot{Q} \right) \quad (3.37)$$

Der Zusammenhang zwischen dem zeitverzögerten Wert  $\hat{p}$  und dem nicht verzögerten Wert  $p$  wird durch ein PT<sub>1</sub>-Glied gedämpft,

$$T \frac{\partial p}{\partial t} + p = k \hat{p}. \quad (3.38)$$

Das System besitzt nun eine weitere Zustandsgröße  $\hat{p}$ .  $k$  ist der Verstärkungsfaktor der immer den konstanten Wert 1 besitzt. Die Zeitkonstante des PT<sub>1</sub>-Glieds ist frei wählbar. Durch die zusätzlich eingeführte Kapazität ist der Druckterm nun schwingfähig. In Simulationsstudien zeigte sich, dass bei gerichteten Strömungen eine kleine Zeitkonstante zu schnelleren Rechenzeiten führt, da das System dann schneller einspringen kann. Bei wechselnden Strömungsrichtungen ist eine größere Zeitkonstante von Vorteil, da hier die starken ursprünglichen Schwingungen deutlicher gedämpft sind. Das hochfrequente Verhalten des Ausgangssystems wird in der Frequenz deutlich herabgesetzt, wodurch die automatische Zeitschrittweitensteuerung des Löfers das Gitter der Zeitschritte nicht so stark verfeinern muss. Dies wirkt sich vorteilhaft auf die Rechenzeiten bei sehr kleinen Massenströmen aus. Ursache ist, dass in die rechte Seite der Gleichung (3.37) die gedämpften, glatteren Werte eingesetzt werden und somit die durch den Rückschluss über die abhängigen Größen angeregten Oszillationen abgeschwächt werden. In Abbildung (3.14) sind die Druckverläufe des

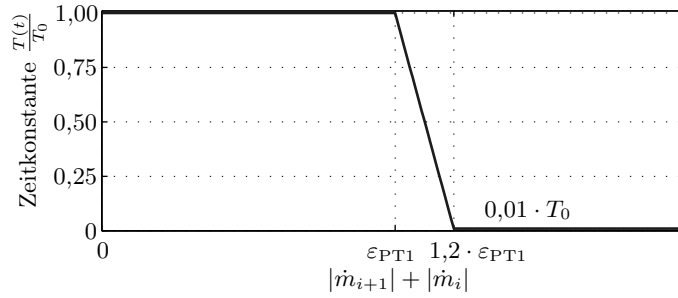


**Abbildung 3.14:** Vergleich der Druckverläufe in den fünf Rohrelementen des ursprünglichen (···) und des Systems mit Dämpfungsglied (-). Ebenfalls sind die vorgegebenen Druckrandbedingungen (--) dargestellt.

ursprünglichen Systems und des gedämpften Systems verglichen. Das Rohrelement wurde dabei in 5 Elemente unterteilt. Man erkennt die starken Schwankungen (in grau) beim Nulldurchgang des ursprünglichen Systems. Der gedämpfte Verlauf zeigt ein stark verbessertes Verhalten, das Ergebnis ist ein glatter Verlauf. Die verwendete Zeitkonstante lag hier bei  $T = 0,1$  s. Bei genauerer Analyse der Ergebnisse sind sehr langwellige Schwingungen der Kurven zu beobachten, die eine neue Eigenschaft des Systems widerspiegeln.

In dem Modell ist eine dynamische Anpassung der Zeitkonstanten implementiert. Unter der Vorgabe der Zeitkonstante  $T_0$  für den erliegenden Massenstrom und der unteren Schwelle  $\varepsilon_{PT1}$  wird die dynamische Zeitkonstante  $T(t)$  berechnet. Abbildung 3.15 zeigt den berechneten Rampenverlauf der Zeitkonstante. Bei häufigen Wechseln oder bei längerem Verweilen in Bereichen des Druckausgleichs führt dies allerdings nicht mehr zu Zeitvorteilen, da ständig Berechnungen zur Anpassung der Konstante vorgenommen werden müssen. Es ist somit von Fall zu Fall zu entscheiden, ob eine dynamische Anpassung der Zeitkonstante gewünscht ist. Kommt es während der Simulation häufig zum Erliegen des Massenstroms wird vorgeschlagen

### 3.3 Implementierung



**Abbildung 3.15:** Verlauf der Zeitkonstante  $T$  bei dynamischer Anpassung während der Simulation

auf eine dynamische Anpassung zu verzichten, da sich das Aufhalten in den eingeführten Bereich der Anpassung nachteilig auf die Simulationsdauer auswirkt. Eine feste, relativ groß gewählte<sup>6</sup> Zeitkonstante ist hier vorzuziehen. Treten allerdings vor allem Situationen auf, in denen der Strömungswechsel schnell und stetig vollzogen wird, wie es beispielsweise meist bei unterkühlten Systemen der Fall ist, so verspricht die dynamische Anpassung spürbare Vorteile.

Durch die Einführung des Dämpfungsglieds konnte das Verhalten bei verschwindenden Massenströmen deutlich verbessert werden. Auf der anderen Seite ist durch die Einführung einer neuen Zustandsgröße der Druck schwingfähig gemacht worden, was zu höheren Anforderungen an die Initialisierung bzw. der Startwertvorgabe führt. Die optimale Initialisierung des Druck bildet einen stationären Systemzustand nach. Je stärker die Abweichung ist, desto schneller kommt es, vor allem bei unterkühlten Systemen, zu starke Druckausgleichen und somit starken Gradienten. Die angeregten Schwingungen, die durch die neu eingeführte Kapazität nun möglich sind, verursachen wegen ihrer Gradienten verkürzte Zeitschrittweiten zu Beginn der Simulation, demzufolge steigt der Zeitaufwand. Um dem Rechnung zu tragen wurden weitere Konnektoren an die fluidhydraulischen kapazitiven Elemente angebracht, die den Rohrelementen ein Signal übergeben, welcher Druck zur Startzeit anliegt. Daraus und aus einer Angabe des Startmassenstroms wird ein Druckprofil berechnet, dass eine sehr gute Näherung des Anfangszustandes darstellt. Somit können die Initialisierungszeiten deutlich gesenkt werden.

#### 3.3.5 Gewählter Ansatz

In den folgenden Validierungen und Simulationen wurde der zuletzt besprochene Ansatz des Verzögerungsglieds verwendet. Mit diesem Ansatz konnte gezeigt wer-

<sup>6</sup>hier wird die Übernahme des *default*-Wertes vorgeschlagen

den, dass damit gerichtete Strömungen und Strömungswechsel abbildbar sind. Die physikalisch nicht sinnvollen hochfrequenten Schwankungen können damit vermieden werden. Weiterhin zeigt sich das Anfahren des Nullmassenstroms problematisch. Es ist mit dem Modell zwar möglich, einzelne benachbarte Elemente auf annähernd gleichen Druck mit vertretbarem Zeitaufwand zu simulieren, jedoch gelingt es auch hier nicht, einen totalen Druckausgleich mehrerer Elemente im zeitlichen Rahmen abzubilden. Ebenfalls ist es nicht möglich, aus einem ruhenden Fluid langsam eine Strömung zu entwickeln. Diese Zustände sollten in der Simulation vermieden werden. In den Untersuchungen der Anfahrvorgänge wird sich zeigen, dass es häufig zu Situationen kommt in denen der Massenfluss zum Erliegen kommt, dementsprechend wurde eine konstante Zeitkonstante des Verzögerungsglied gewählt. Die anderen Ansätze wurden aus den endgültigen Versionen der fluidhydraulischen Komponenten entfernt. Außerdem wurden den Komponenten Schalter hinzugefügt, mit denen man vor der Simulation bereits festlegen kann, ob in den Simulationen das Verzögerungsglied aktiviert werden soll und ob Strömungsrichtungswechsel abgebildet werden müssen. Damit können die entstehenden Zeitchancen durch die zusätzliche Zustandsvariable bzw. der komplizierteren Druckkorrelation für Systeme rein gerichteter Strömungen gemildert werden.

### 3.4 Validierung

Die in den vorigen Kapiteln beschriebenen Modelle basieren auf physikalischen Zusammenhängen. Allerdings wurden verschiedene Annahmen bzw. Vereinfachen getroffen, um unnötigen Verbrauch von Rechenressourcen zu vermeiden. Um die Gültigkeit der getroffenen Annahmen für den Anwendungsbereich der Anfahrvorgänge nachzuweisen, wird eine Validierung vorgenommen. Dazu wird eine einfache Absorberöhre abgebildet, deren Verhalten in verschiedenen Validierungsszenarien untersucht wird. Als Vergleich für Konfigurationen mit eindeutiger Strömungsrichtungen kann auf Simulationsmodelle zurückgegriffen werden, die bereits anhand von Messdaten validiert wurden [8]. Die Auswertung erfolgte hinsichtlich der Übereinstimmung der Berechnungen der Zustandsgrößen Enthalpie und Druck. Außerdem wurde der Zeitaufwand sowohl bei der Initialisierung als auch der Simulation ausgewertet. Derzeit existieren keine Daten für Absorberstrecken mit wechselnder Strömungsrichtung, was eine direkte Validierung unmöglich macht. Um dennoch Aussagen über die Plausibilität der Ergebnisse zu machen, wurde das System auf Symmetrie untersucht.

#### 3.4.1 Validierung der gerichteten Strömung

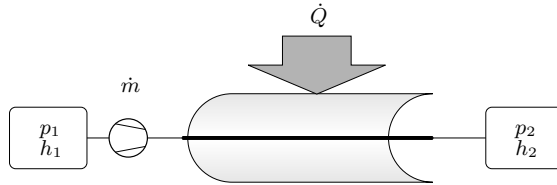
Für alle Untersuchungen wurde ein einheitlicher Aufbau der Absorberstrecke verwendet. Er ist in Abbildung 3.16 dargestellt und zeigt ein Absorberrohr von 500 m Länge,

### 3.4 Validierung

**Tabelle 3.2:** Basiskonfiguration der Validierungsrechnungen

Größe	Parameter	Wert	Einheit
Absorberlänge	$l_{\text{Abs}}$	500	m
Absorberinnendurchmesser	$d_{\text{Abs}}$	55	mm
Aperturweite	$l_{\text{Ap}}$	5,76	m
Anfangsenthalpie	$h_0$	800	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$
Anfangsdruck	$p_0$	40	bar
Einstrahlung	$Q_0$	1000	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$
Simulationsumgebung			
Löser	dassl		
Toleranz	$10^{-6}$		
Zeitschrittweite	automatisch		

dem eine solare Beheizung beaufschlagt ist. Die Grundkonfiguration ist Tabelle 3.2 beschrieben. Davon ausgehend wurden insgesamt acht verschiedene Störszenarien, siehe Tabelle 3.3, untersucht, bei denen unterschiedliche örtliche Diskretisierungen von 10, 25 bzw. 50 Elementen verwendet wurden. Dies führt zu insgesamt 16 Testläufen. Die Testläufe spiegeln alle Szenarien mit eindeutigen Strömungsrichtungen wieder, d.h. sie können mit den Modellen von Hirsch [8] validiert werden. In den Vergleichen wurden die räumlichen Diskretisierungen für das Referenzmodell und den neuen Modellen jeweils gleich gewählt. Es kann gezeigt werden, dass die



**Abbildung 3.16:** Aufbau der Teststrecke zur Validierung

Erweiterung der Modelle, die Ergebnisse für die gerichtete Strömung nur unwesentlich verändern. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.4 zusammengefasst. Abbildung 3.17 zeigt die graphische Gegenüberstellung der Zustandsgrößen aus den Ergebnissen des neuen und des Referenzmodells. Sie stellt Szenario 8, in dem die Strahlung  $\dot{Q}$  für 100 s um 60 % einbricht, dar. Die Änderung der Einstrahlung findet dabei mit je  $6\frac{\%}{s}$  statt. Die Zusammenfassung aller Auswertungen einschließlich der Beschreibungen der Testfunktionen wird in Tabelle 3.4 dargestellt. Dabei wurde die maximale absolute Abweichung

$$F_{\text{max, abs}} = \max_{(i,j)} |y_{ij} - \hat{y}_{ij}|, \quad (3.39)$$

**Tabelle 3.3:** Beschreibung der acht Testszenarien

Fkt.	Beschreibung	Änderung	Dauer [s]
1	Erhöhung des Massenstroms	+30%	1000
2	Absenken des Massenstroms	−30%	1000
3	Erhöhung des Austrittsdrucks	+5 bar	100
4	Absenken des Austrittsdrucks	−5 bar	100
5	Erhöhung der Einstrahlstärke (hier: $Q_0 = 400 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ )	$+600 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$	10
6	Absenken der Einstrahlstärke	$-600 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$	10
7	Zwischenzeitliche Erhöhung der Einstrahlung (hier: $Q_0 = 400 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ )	$\pm 600 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$	10
8	Zwischenzeitliches Absenken der Einstrahlung	$\mp 600 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$	10

die maximale relative Abweichung

$$F_{\text{max, rel}} = \frac{\max_{(i,j)} |y_{ij} - \hat{y}_{ij}|}{\hat{y}_{ij}} \quad (3.40)$$

und die durchschnittliche Abweichung

$$\bar{F}_{\text{rel}} = \frac{\int_{x_{\text{start}}}^{x_{\text{ende}}} \int_{t_{\text{start}}}^{t_{\text{ende}}} |y(\tau, \xi) - \hat{y}(\tau, \xi)| d\tau d\xi}{(t_{\text{ende}} - t_{\text{start}})(x_{\text{start}} - x_{\text{ende}})} \quad (3.41)$$

gegenübergestellt. Hierbei entspricht

$y_{ij}$ bzw. $y(t, x)$	Funktionswert der rückströmungsfähigen Modelle
$\hat{y}_{ij}$ bzw. $\hat{y}(t, x)$	Funktionswert der validierten Referenzmodelle
$y_{ij} := y(x_i, t_j)$	Index $i$ für den Ort und $j$ für die Zeit.

### 3.4.2 Plausibilität wechselnder Strömungsrichtungen

Im Gegensatz zur gerichteten Strömung sind für Strömungen mit wechselnden Strömungsrichtungen keine Messdaten vorhanden, an denen die Modelle direkt validiert werden können. Um dennoch eine Aussage über die Plausibilität der Ergebnisse machen zu können, wurde das System auf Symmetrie überprüft. Es ist festzustellen, ob die Modelle die gleichen Ergebnisse liefern, wenn die Randbedingungen getauscht

### 3.4 Validierung

**Tabelle 3.4:** Zusammenfassung der Abweichungen aus den Validierungsrechnungen zwischen dem neuen rückstromfähigen Modell und dem validierten Referenzmodell

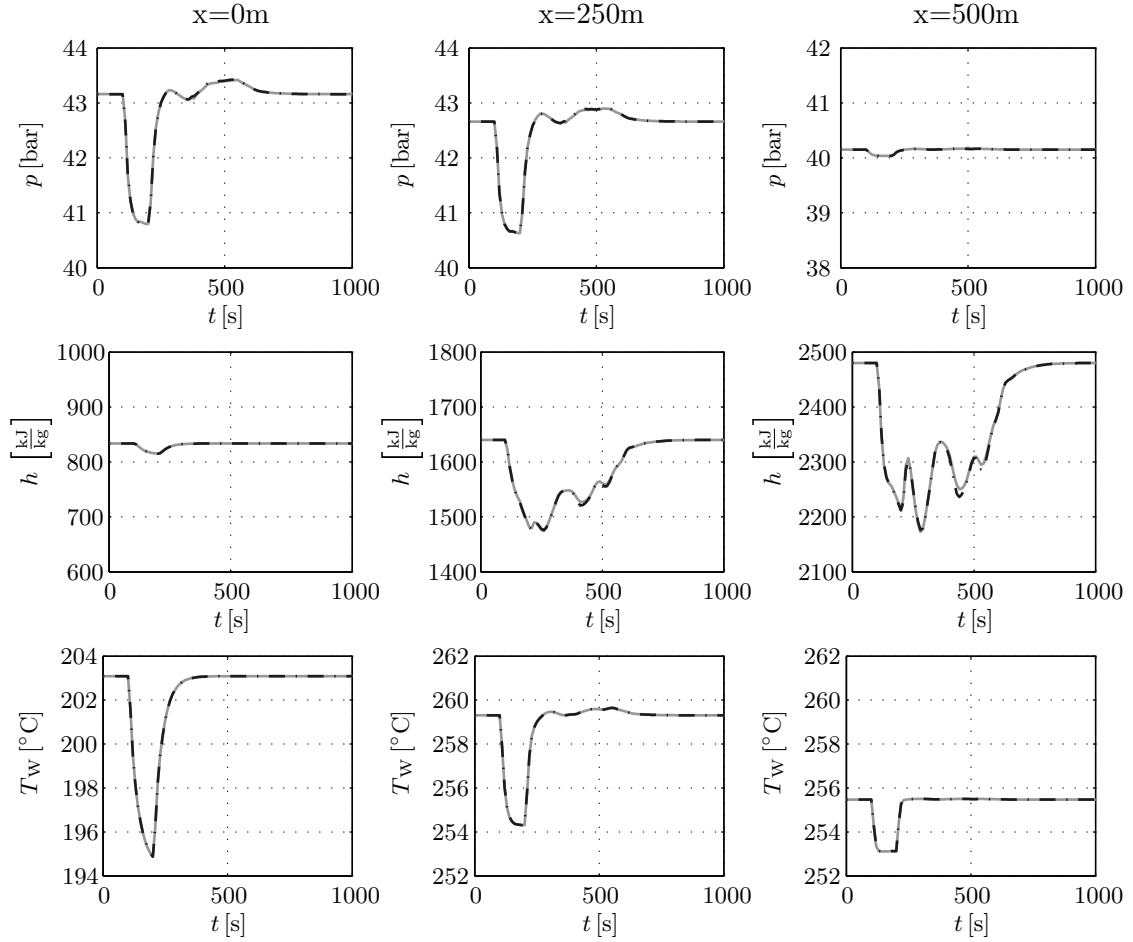
Fkt.	Diskr.	Druck $p$			Enthalpie $h$			Temperatur $T_W$		
		$F_{\max, \text{abs}}$ [Pa]	$F_{\max, \text{rel}}$ [%]	$\bar{F}_{\text{rel}}$ [Pa]	$F_{\max, \text{abs}}$ [ $\frac{\text{J}}{\text{kg}}$ ]	$F_{\max, \text{rel}}$ [%]	$\bar{F}_{\text{rel}}$ [ $\frac{\text{J}}{\text{kg}}$ ]	$F_{\max, \text{abs}}$ [K]	$F_{\max, \text{rel}}$ [%]	$\bar{F}_{\text{rel}}$ [ $10^{-3}\text{K}$ ]
1	10	9744	0,226	173	41015	2,996	217	0,761	0,292	2,780
	25	1149	0,027	65	3869	0,160	30	0,114	0,044	0,891
	50	281	0,007	47	423	0,017	6	0,039	0,015	0,504
2	10	135	0,003	34	26	0,001	1	0,002	0,001	0,450
	25	4778	0,111	75	38033	1,420	170	0,063	0,024	0,925
	50	839	0,020	38	5101	0,203	36	0,544	0,202	0,991
3	10 <sup>*)</sup>									
	25	2109	0,048	89	13542	0,490	79	0,257	0,098	0,988
	50	706	0,015	65	4639	0,186	33	0,123	0,046	0,514
4	10	921	0,022	129	2852	0,121	30	0,013	0,005	1,867
	25	690	0,017	67	2641	0,110	21	0,009	0,004	0,866
	50	2178	0,054	65	16135	0,671	54	0,126	0,049	0,690
5	10	9895	0,226	258	28811	1,565	290	0,870	0,333	4,480
	25	3555	0,082	122	9411	0,549	143	0,557	0,212	1,741
	50	4469	0,103	97	5644	0,309	61	0,284	0,109	1,092
6	10	43688	1,089	114	51695	2,102	527	1,450	0,571	5,947
	25	3262	0,076	38	9178	0,399	72	0,351	0,138	0,866
	50	3175	0,074	63	4767	0,219	41	0,151	0,059	0,927
7	10	9670	0,223	89	20811	1,236	70	0,870	0,333	1,561
	25	7826	0,183	57	9304	0,549	45	0,464	0,178	0,787
	50	4256	0,099	87	4653	0,280	25	0,257	0,098	0,624
8	10	43688	1,089	277	51695	2,102	562	1,450	0,571	6,367
	25	3262	0,079	108	18773	0,827	199	0,351	0,138	1,530
	50	4708	0,109	100	16008	0,714	138	0,151	0,059	0,982

<sup>\*)</sup> die Rechnungen konvergierten nicht.

werden. In einem Versuchslauf wurde der Massenstrom am Rohreingang über die Zeit integriert

$$m = \int_{t_1}^{t_2} \dot{m} dt = 0 \quad (3.42)$$

und dabei die Druckrandbedingungen mit einer Rampenfunktion synchron so verändert, dass beim Erreichen der Endzeit  $t_2$  getauschte Drücke vorliegen. Damit summieren sich die Massenströme bis zum Zeitpunkt  $\frac{t_1+t_2}{2}$  auf, um anschließend mit negativen Werten das Integral wieder auf Null abzubauen. In verschiedenen Testläufen,



**Abbildung 3.17:** Modellverhalten bei zwischenzeitlichen Strahlungseinbruch von 60 % für Modell mit Rückstromfähigkeit (–) und dem Referenzmodell (– –).

mit unterschiedlichen Steigungen in den Rampen und bei den Fluidzuständen, konnte gezeigt werden, dass die Abweichung unter 0,2 % bezogen auf die Masse zum Zeitpunkt  $\frac{t_1+t_2}{2}$  lag. Ebenfalls lag der Zeitpunkt des Strömungsrichtungswechsels immer innerhalb von 0,1 % um den Zeitpunkt  $\frac{t_1+t_2}{2}$  bezogen auf die Gesamtzeit  $t_2 - t_1$ . Das bedeutet also, dass das für gerichtete Strömungen validierte Modell beim Wechsel der Strömungsrichtung plausible Ergebnisse liefert. Die erwartete Symmetrie wird, innerhalb tolerabler Fehler, vom fluidhydraulischen Modell korrekt abgebildet.



### 3.4 Validierung

#### 3.4.3 Rechenzeitvergleich

Durch die komplizierteren Berechnungen der Fluidmassenströme und der verwendeten Dämpfung für die Druckvariablen erhöht sich der Zeitaufwand deutlich. In Tabelle 3.5 ist die Dauer der Simulation für die jeweiligen Testfunktionen angegeben. Hierbei muss man zwischen dem zeitlichen Aufwand zur Initialisierung und der eigentlichen Simulationsdauer unterscheiden. Die Verwendung eines PT<sub>1</sub>-Gliedes zur Dämpfung der Druckgradienten an den kritischen Stellen hat zur Folge, dass eine weitere Zustandsvariable pro Element<sup>7</sup> für das System gebraucht wird. Sie stellt nach der Systemtheorie eine weitere Kapazität dar, die zusammen mit dem Druck ein schwingendes System bildet, das zu Beginn bei der Vorgabe der Randbedingungen zu schwingen beginnt. Die Dauer nach der Initialisierung erhöht sich vor

**Tabelle 3.5:** Unterschiede in den Simulationszeiten zwischen den aktivierten rückstromfähigem Modell und dem Referenzmodell bei gerichteten Strömungen

Diskr.	rückstromfähig	Simulationsdauer in [s]							
		Fkt. 1	Fkt. 2	Fkt. 3	Fkt. 4	Fkt. 5	Fkt. 6	Fkt. 7	Fkt. 8
10	✓	9,1	3,4	*)	3,2	18,7	26,8	19,6	21,3
	-	3,3	2,5	*)	2,1	6,6	7,2	5,5	6,7
25	✓	42	24	48	15	1231	315	386	169
	-	18,6	15,2	13,8	7,6	43,4	32,3	29,6	27,7
50	✓	116	149	198	114	3236	451	781	543
	-	202	86	35	41	178	83	112	88

Diskr.	rückstromfähig	Initialisierungsdauer in [s]							
		Fkt. 1	Fkt. 2	Fkt. 3	Fkt. 4	Fkt. 5	Fkt. 6	Fkt. 7	Fkt. 8
10	✓	63,7	32,9	*)	63,5	45,7	63,6	45,8	63,8
	-	12,7	5	*)	12,6	8,1	12,5	8,2	12,8
25	✓	1200	1097	1204	1202	464	1208	464	1204
	-	60,6	28,1	60,2	60,2	36,9	60,3	37	60,8
50	✓	2646	5338	2646	2640	1046	2652	1051	2641
	-	244	112	243	250	121	243	121	245

\*) die Rechnungen konvergierten nicht

allem, da sich durch die Schwingungen stärkere Gradienten bilden, die eine Herabsetzung der automatisch berechneten Zeitschrittweite hervorrufen. Dies wirkt sich vor allem zu Beginn aus, d.h. bis die Schwingungen abgeklungen sind und sich das System auf einen stationären Zustand einpendelt. Kritische Situationen, bei denen das System angeregt wird, sind sprunghafte Änderungen der Randbedingungen. Bei

<sup>7</sup>der gedämpfte Druck

Änderungen, die sich langsamer als die Zeitkonstante des schwingenden Systems vollziehen, verliert dieser Effekt an Bedeutung.

Um die reinen Simulationszeiten zu verbessern, kann in den Modellen je nach Anforderungen die Rückstromfähigkeit aktiviert bzw. deaktiviert werden. Letzteres bedeutet, dass sich die transportierte Enthalpie und Druck, siehe Gleichungen (3.27) bzw. (3.28), immer aus dem Zustand des Elements stromaufwärts bestimmen, dass die Druckverlustkorrelation ohne den eingeführten Faktor zur Vermeidung der Unbeschränktheit bei  $\Delta p = 0$  berechnet wird und keine zusätzliche Zustandsgröße eingeführt wird. In ausgewählten Versuchsrechnungen bei 50 Diskretisierungselementen kann gezeigt werden, dass die Initialisierungszeiten durch Ausschalten der Rückströmungsfähigkeit auf etwa 20 % und die Simulationszeiten auf 15 % bis 50 % zu vermindern sind. Dies bedeutet für die reinen Simulationszeiten einen annähernd gleichen Wert im Vergleich zum Referenzmodell ohne Rückstromfähigkeit. Bei den Initialisierungszeiten kommt es zu einer Annäherung, wobei ein noch immer deutlicher Unterschied (Faktor 4) vorliegt.

## 4 Simulation von Rückströmvorgängen während des Anfahrvorgangs

Die im vorigen Kapitel beschriebene Modellierung aller notwendigen Komponenten des Solarfeldes läßt nun die Abbildung von Anfahrvorgängen zu. Somit wurde ein Werkzeug erstellt, um theoretische Lösungsansätze am Rechner zu simulieren, nachzuvollziehen und zu beurteilen. Alle eingeführten Modelle beherrschen die Abbildung von wechselnden Strömungsrichtungen, damit ist es möglich neue Varianten von Anfahrstrategien zu untersuchen.

Die Anfahrvorgänge von solarthermischen Kraftwerken haben eine viel bedeutendere Rolle als bei konventionellen Kraftwerken. Beispielsweise müssen sie bei Grundlastkraftwerken nur nach Wartung oder Störfällen durchgeführt werden. Sie sind auch nicht zu vergleichen mit denen der Mittel- und Spitzenlastkraftwerke, hier werden aufgrund ihres Einsatzes im Verbundnetz viele Leistungsänderungen gefahren. Allerdings ist das Kraftwerk für diesen Betrieb vorgesehen, somit werden die thermischen Trägheiten immer auf Temperatur gehalten, um schnelle Reaktionen auf Lastanforderungen nachfahren zu können. Im Unterschied dazu beginnen die Anfahrvorgänge von solarthermischen Kraftwerken zu Beginn eines Tages aus dem ausgekühlten Zustand. Somit ist er bei solarthermischen Kraftwerken eine täglich zu erfüllende Aufgabe.

Mit den im Kapitel 3 vorgestellten Modellen soll die Möglichkeit gezeigt werden, diese Anfahrvorgänge abbilden zu können. Beginnend vom Aufbau eines 5 MW Gesamtsystems wird der Umgang mit dem neuen Werkzeug beschrieben. Dabei wird auf mögliche kritische Systemzustände eingegangen, die bei der Entwicklung des Systems auftauchen können. Es werden die Steuerungen und Regelungen des Feldes näher beschrieben, die notwendig sind, um das Feld in einen betriebsbereiten Zustand zu fahren. Die Kapazitäten der Speichertanks des Inditep-Kraftwerks sind  $15\text{ m}^3$  für den Speisewassertank und  $8\text{ m}^3$  für den Puffertank und stellen die Referenzkapazität dar. Ausgehend von diesen Größen wurde eine Parameterstudie durchgeführt, um anhand vom Druckniveau und gewünschter Vorwärmung die Kapazitäten bestimmen zu können. Außerdem wird gezeigt, dass mit dem Werkzeug, nicht nur die Aufheizevorgänge abbildbar sind, sondern auch eine solare Einkopplung in das System bis zur ersten Stromerzeugung des Tages möglich ist. Einleitend wird der grundsätzliche Aufbau des solarthermischen Kraftwerks und seiner Komponenten beschrieben.

## 4.1 Systemaufbau

In diesem Abschnitt wird das grundlegende System beschrieben. Das Vorbild der Anlage ist das Inditep-Kraftwerk [17]. Es handelt sich hier um die Auslegung eines Demonstrationskraftwerk mit 5 MW elektrischer Leistung. Eingangs werden die wichtigsten Parameter des Kraftwerkblocks aufgeführt. Der Kraftwerksteil wird im späteren Simulationsmodell nicht abgebildet, allerdings sind die Daten insofern entscheidend, da sie die Zielgrößen des Anfahrvorgangs darstellen. Der zweite Abschnitt befasst sich mit dem Aufbau des Solarfeldes. Es werden die Spezifikationen des verwendeten Kollektortyps und der integrierten Tanks dargestellt und deren Aufbau und Funktion im Feld beschrieben.

### 4.1.1 Kraftwerkslayout

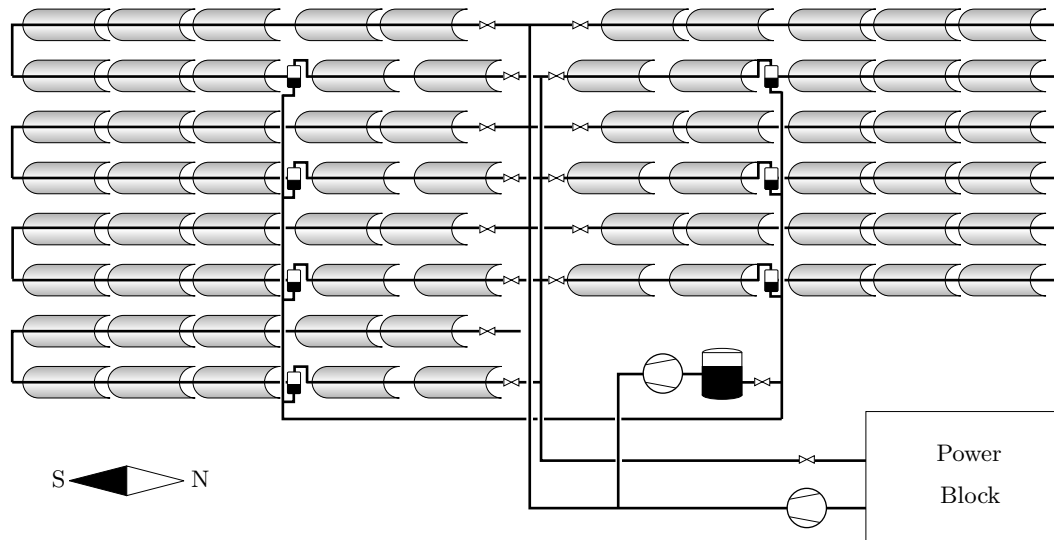
Beim Kraftwerk handelt es sich um das Design einer 5 MW-Demonstrationsanlage mit direktverdampfenden Solarrinnenkollektoren. Der Kraftwerksblock besteht aus einer Turbine für überhitzten Dampf, die Frischdampfparameter liegen bei 70 bar/400°C. Der Massenfluss für den nominalen Betrieb beträgt  $8,4 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ . Im Kondensator herrscht ein Druck von 100 mbar. Die Simulationen befassen sich ausschließlich mit den Anfahrvorgängen des Feldes, d.h. bis zum Erreichen der Frischdampfparameter am Austritt des letzten Absorbers im Strang. Der Kraftwerksblock selbst muss somit nicht in das Systemmodell integriert werden.

### 4.1.2 Feldlayout

Das nord-süd-ausgerichtete Rinnenfeld besteht aus sieben Strängen mit je zehn Parabolrinnenkollektoren des Typs ET-100 [17]. Jeder einzelne Kollektor ist 98,5 m lang und hat eine Aperturfläche von 5,76 m. Die zehn Kollektoren teilen sich in drei zur Vorwärmung, fünf zur Verdampfung und zwei zur Überhitzung auf. In Abbildung 4.1 ist der schematische Aufbau des Feldes gezeigt. Eine detaillierte Auflistung, der für die Simulation wesentlichen Parameter des Parabolrinnenkollektors, ist in Tabelle 4.1 gezeigt. Tabelle 4.2 zeigt die Zusammenfassung der Feldparameter.

Der Auslegungsmassenstrom wird von der Zuleitung zum Speisewasserverteiler in die einzelnen Kollektorstränge geführt, dabei teilt er sich auf je  $1,2 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  pro Strang auf. Zusätzlich zirkuliert ein Fluidstrom von etwa  $0,3 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  durch den Vorwärmer-/Verdampferteil über den Abscheider und Puffertank. Der eben beschriebene Fluidweg liegt bei lokaler Rezirkulation vor, sie verbessert die Regelbarkeit des Systems während des Normalbetriebes. Der Frischdampfsammler an den Ausgängen der Kollektorstränge führt den Dampf in das Maschinenhaus zur Turbine zurück. Das Volumen im Feld, einschließlich aller Leitungen von und zum Maschinenhaus, sowie

## 4.1 Systemaufbau



**Abbildung 4.1:** Schematischer Aufbau des Solarfeldes

**Tabelle 4.1:** Zusammenfassung der Parameter des Parabolrinnenkollektors ET-100 [17]

Parameter	Wert	Einheit
Gesamtlänge des einzelnen Kollektors	98,5	m
Apertur	5,76	m
Aperturfläche	548,35	m <sup>2</sup>
Außendurchmesser des Absorbers	70	mm
Innendurchmesser des Absorbers	55	mm
mittlerer optischer Wirkungsgrad	68	%
Länge der Verbindungsleitungen zwischen den Kollektoren	5	m

der Abscheider, beträgt  $20,9 \text{ m}^3$ , dies entspricht  $20,4 \text{ t}$  kalten Wassers. Die Wassermasse befindet sich dabei vor allem im Absorber ( $18,5 \text{ t}$ ). Die Stahlmassen des Feldes betragen  $91,8 \text{ t}$ , ihre spezifische Wärmekapazität beträgt  $540 \frac{\text{J}}{\text{kgK}}$ . Im Gesamtsystem sind mehrere Tanks integriert. Zur Speicherung des warmen Fluids werden der Puffertank und der Speisewassertank verwendet. Die Volumina betragen  $15 \text{ m}^3$  für den Speisewasser- und  $8 \text{ m}^3$  für den Puffertank. Die Tanks sind zu Aufwärmbeginn auf Sättigung und haben einen Füllstand von rund 80 %. Im Referenzmodell ist das Druckniveau des Speisewassertanks bei 8 bar und des Puffertanks bei 70 bar. Dies entspricht Sättigungstemperaturen von  $170,0^\circ\text{C}$  bzw.  $286,3^\circ\text{C}$ . In Tabelle 4.3 sind die Parameter des Referenzmodells zusammengefasst.

**Tabelle 4.2:** Zusammenfassung der Feldparameter

Parameter	Wert	Einheit
Anzahl der Kollektoren für einen Strang	10	
Anzahl der Stränge pro Feld	7	
Länge der Zuleitung vom Kraftwerksblock zum Speisewasserverteiler	50	m
Länge des Speisewasserverteilers	210	m
Innendurchmesser des Speisewasserverteilers und der Zuleitung	60	mm
Außendurchmesser des Speisewasserverteilers und der Zuleitung	70	mm
Innendurchmesser des Frischdampfsammlers	100	mm
Außendurchmesser des Frischdampfsammlers	120	mm
Länge des Frischdampfsammlers	160	m

**Tabelle 4.3:** Zusammenfassung der Parameter des Referenzmodells.

Parameter	Wert
Massenstrom	$8,4 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$
Massenstrom in Kollektorsträngen	$1,2 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$
Rezirkulationsmassenstrom	$0,3 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$
Volumen im Rohrsystem	$20,9 \text{ m}^3$
Wassermasse im Rohrsystem am Morgen	20,5 t
davon in den Kollektoren	18,5 t
Stahlmassen des Solarfeldes	91,8 t
Volumen des Puffertanks	$8 \text{ m}^3$
Druckniveau des Puffertanks	70 bar
Sättigungstemperatur im Puffertank	$286,3^\circ\text{C}$
Volumen des Speisewassertanks	$15 \text{ m}^3$
Druckniveau im Speisewassertank	8 bar
Sättigungstemperatur im Speisewassertank	$170,0^\circ\text{C}$
Füllstand der Tanks am Morgen	80 %

## 4.2 Energietechnischer Hintergrund

Für das 5 MW-Inditep-Kraftwerk sind unterschiedliche Anfahrvorgänge je nach Jahreszeit vorgesehen. Für die Sommernächte wird das heiße Wasser im Feld durch Dampf ersetzt, da dieser weniger Energiegehalt besitzt und somit Verluste minimiert werden können. Die Winternächte sind länger und kälter, daher wird hier versucht, sämtliche Energie, die im Feld gespeichert ist, zu sichern. Das bedeutet, dass das warme Fluid zu Nachtzeiten in Speichertanks gedrängt wird, ebenfalls wird die gespeicherte thermische Energie der großen Stahlmassen der Absorberstrecke und der Zuleitungen durch das Fluid in die Speicherbehälter transportiert. Der Anfahrvor-

## 4.2 Energietechnischer Hintergrund

gang im Winter ist aufwändiger und die Speicherung der Energie effizienter, da ohne Speicherung deutlich höhere Verluste im Feld zu erwarten sind. In dieser Arbeit werden ausschließlich die Anfahrvorgänge des Winters betrachtet. In Tabelle 4.4 sind die einzelnen Phasen des betrachteten Anfahrvorgangs definiert.

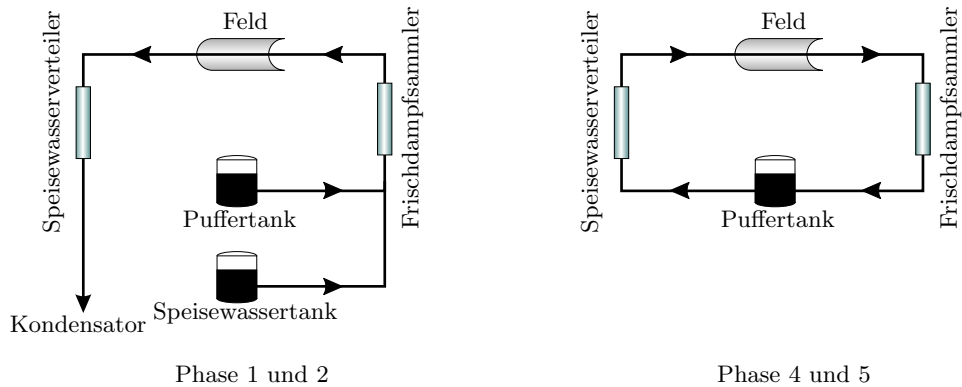
**Tabelle 4.4:** Beschreibung der einzelnen Phasen des Anfahrvorgangs im Winter

Phase	Beschreibung
0	Abfahren des Solarkraftwerk und Speicherung der thermischen Energien
1	Entleeren des Speisewassertanks
2	Entleeren des Puffertanks
3	Einleitung des Rezirkulationsbetriebs
4	Globale Rezirkulation und Fokussierung der Parabolspiegel
5	Einkopplung des erzeugten Dampfs in die Turbine

Ausgangspunkt der Simulation wird immer ein mit kaltem Wasser gefülltes Parabolrinnenfeld sein. Das Verdrängen des kalten Wassers im Feld durch das warme Wasser aus den Speichertanks erfolgt in der umgekehrten Strömungsrichtung zum letztendlichen Normalbetrieb, da ein Verdrängen des kalten Wassers in den Kondensattank stattfinden soll, Abbildung 4.2 links. Ziel dieses Vorgehens ist eine möglichst hohe Reduzierung der im Absorbersystem enthaltenen Wassermasse. Die anfänglich große Wassermasse stellt eine thermische Trägheit dar, die viel Energie aufnehmen muss bis sie ihren Endzustand erreicht. Dies hat eine lange Dauer des Aufheizens zur Folge. Im Normalbetrieb ist im Absorbersystem allerdings lediglich ein Drittel der anfänglichen Masse enthalten, somit ist es nicht notwendig die Gesamtmasse zu erwärmen. Kann die Wassermasse vor dem Beheizen der Absorberrohre reduziert werden, dann reagiert das System weniger träge und eine Verkürzung des Anfahrvorgangs wird erreicht. Außerdem wird erwartet, dass man durch die Beladung des Feldes in umgekehrter Strömungsrichtung zum Normalbetrieb ein örtliches Profil der Zustandsgrößen, das dem im Normalbetrieb ähnelt, erreicht. Dies verspricht die Umgehung von Instabilitäten während des Anfahrvorgangs.

Wichtig für die Prozessführung ist dabei, dass die Prozessabfolge des Anfahrvorgangs automatisierbar ist. Der Beginn bzw. der Abschluss verschiedener Anfahrphasen wird durch das Eintreten festgelegter, bestimmbarer Kriterien gesteuert. Die Ziele der Automatisierung sind das sichere Betreiben, die Wirkungsgradsteigerung der solaren Direktverdampfungsanlage und das Einsparen von Personalkosten. Nachdem das Wasser verdrängt ist, erfolgt die Umschaltung zum Rezirkulationsbetrieb. Hier wird das Wasser im Kreis über das Feld und den Puffertank gepumpt. Während dieser Betriebsphase erfolgt die solare Einkopplung. Die Stromrichtungen sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Die konzentrierte Solarstrahlung erhitzt das Fluid bis

#### 4 Simulation von Rückströmvorgängen während des Anfahrvorgangs



**Abbildung 4.2:** Schematische Darstellungen der Flussrichtungen in den einzelnen Phasen. Während Phase 3 erfolgt die Umschaltung der Strömungsrichtung.

Verdampfung eintritt. Mit der Volumenausdehnung des Fluids steigt der Druck im System an bis die Frischdampfparameter erreicht sind. Nun kann der in den Parabolrinnen erzeugte Dampf zum Maschinenhaus geführt und zur Stromerzeugung genutzt werden.

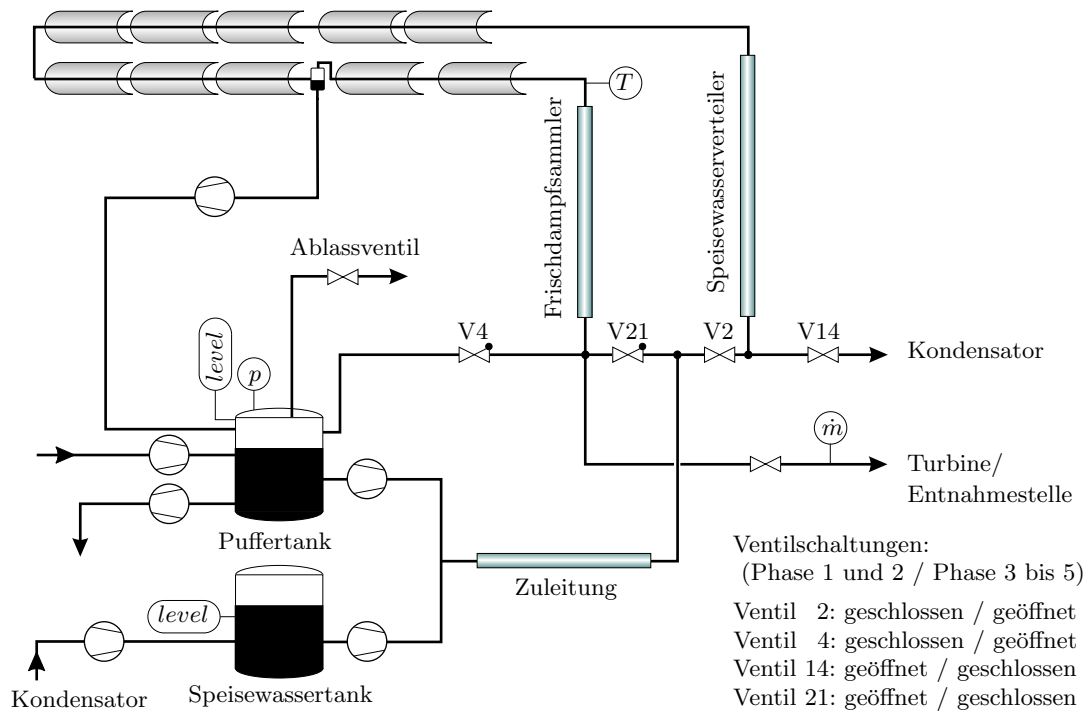
### 4.3 Untersuchung von Teilprozessen

In diesem Abschnitt wird auf Ergebnisse eingegangen, die beim Aufbau des Zielsystems von Bedeutung sind. Damit sich eine Strömung im globalen Rezirkulationsbetrieb ausbilden kann, ist ein stetig fallendes Druckprofil notwendig. Problematisch ist diese einleuchtende Voraussetzung beim Übergang zwischen Frischdampfsammler und Puffertank, da der Puffertank zu Anfang unter hohem Druck steht. Eingangs sind denkbare Lösungsansätze beschrieben. Die Auswahl für das Referenzsystem, welche diesem Problem am besten gerecht wird, ist anschließend erläutert. In Abbildung 4.3 ist der grundlegende Aufbau des Systems an einem Strang verdeutlicht, darin ist ebenfalls die Nummerierung der einzelnen Ventile, die fortan verwendet wird, ersichtlich.

Der Puffertank im System darf weder komplett gefüllt werden, noch darf er entleert werden. Durch die dynamischen Vorgänge im Rohrsystem bildet sich ein stark variierender Zufluss in den Puffertank aus. Hier wird näher erläutert, welche Ursachen es für die starken Variationen des Massenstroms gibt und welche Ansätze für Regeleingriffe, mit dem Ziel eines kontinuierlichen Puffertankzuflusses, daraus abgeleitet werden. Außerdem wird ein Lösungsansatz beschrieben, mit dem der Füllstand innerhalb eines vorgeschriebenen Bereichs gehalten werden kann. Aus diesen Er-



### 4.3 Untersuchung von Teilprozessen



**Abbildung 4.3:** Bezeichnungen und Detailansicht des verwendeten Aufbaus mit notwendigen Meßstellen und Ventilen, dargestellt an einem einzelnen Strang.

kenntnissen wird ein grundsätzlicher Aufbau der Steuerung abgeleitet, er soll hier abschließend und detailliert beschrieben werden.

#### 4.3.1 Druckverlauf beim Umschalten in den Rezirkulationsbetrieb

Im Rezirkulationsbetrieb wird das Wasser ausgehend vom Puffertank in den Speisewasserverteiler über das Kollektorfeld zum Frischdampfsammler und wieder zurück in den Tank im Kreis gepumpt, Abbildung 4.2 rechts. Der Puffertank ist zu Beginn des Tages auf 70 bar aufgeladen und ist im gesättigten Zustand zu 80 % gefüllt. Im Kondensator herrschen 2 bar. Während der Entladung, Abbildung 4.2 links, des Puffertanks auf 30 % Füllstand fällt der Druck auf etwa 60 bar ab. Zu diesem Zeitpunkt herrscht am Ende des Frischdampfsammlers lediglich ein Druck unter 25 bar. Nachdem die Ventile für den Rezirkulationsbetrieb geschaltet sind, kommt es folglich zu keinem Massenfluss vom Frischdampfsammler in den Puffertank. Dennoch wird in der Rezirkulationsphase aus dem Sumpf des Puffertanks Wasser entnommen, um es in den Frischdampfsammler einzuspeisen. Durch den ausbleibenden Zufluss sinkt der

Wasserspiegel im Tank ab. Um den Tank nicht vollkommen zu entleeren wird eine Füllstandregelung realisiert. Sie aktiviert bei unterschreiten einer Schwelle eine Pumpe die (kaltes) Wasser in den Tank fördert. Somit wird zum einen Wasser niedriger Enthalpie dem System zugeführt, was die spezifische Enthalpie des System absinken lässt. Und außerdem werden zusätzliche Wassermassen eingebracht, die die thermische Trägheit des Systems erhöhen und somit den Anfahrprozess verlangsamen. Beide Effekte sind in dieser Phase unerwünscht, es müssen weitere Lösungsansätze gesucht werden.

Ziel beim Wechsel von der Entladephase in den Rezirkulationsbetrieb muss es sein, einen kontinuierlichen Massenfluss aus dem Frischdampfsammler in den Puffertank zu gewährleisten. Neben der Einspritzung kalten Wassers in den Puffertank zur Druckabsenkung beim Wechsel zwischen den beiden Betriebsphasen sind zwei Lösungsansätze denkbar. Die Druckangleichung kann dabei feldseitig durch die Anhebung des gesamten Druckniveaus im Rohrsystem schon während der Entladungsphase infolge einer Androsselung des Ausflusses in den Kondensatortank erfolgen. Außerdem kann die Druckangleichung auch tankseitig durch die geregelte Druckabsenkung durch Ablassen der Dampfphase aus dem Puffertank erfolgen. Letzterer Ansatz wird nochmals unterschieden in zwei weitere Varianten. Zum einen kann der Dampf in das Rohrsystem eingebracht werden oder er wird dem aus dem System des Solarfeldes abgelassen. Nachfolgend werden alle Lösungsansätze beschrieben, begonnen werden soll jedoch mit der Beschreibung der Druckangleichung von Solarfeld und Puffertank durch Einspritzung kalten Wassers in den Puffertank.

##### 4.3.1.1 Einspritzung in den Puffertank zur Druckabsenkung

Nun sollen die Auswirkungen ermittelt werden, die sich bei Erniedrigung des Druckniveaus im Puffertank durch Einspritzung von kaltem Wasser ergeben. Der Entladevorgang der Tanks untergliedert sich in zwei Abschnitte, der Entladung des Speisewassertanks auf 10 % seines Füllstandes und der Entladung des Puffertanks auf 30 % des Füllstandsniveaus. Da das Druckniveau des Rohrsystems von Beginn der Entladung an sehr niedrig ist, kommt es schon beim Entspannen des Speisewassertanks zur Verdampfung. Der im Mittel aus dem System verdrängte Massenstrom während des Entladens des Speisewassertanks beträgt  $11,6 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  und steigert sich beim Wechsel zum höher temperierten Puffertank auf  $20,6 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ . Dem gegenüber steht der dem Rohrsystem zugeführte konstante Wasserstrom der Tanks von  $8,4 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ . Die im Rohrsystem enthaltene Masse sinkt kontinuierlich von 20,4 t auf 16,5 t nach der Speisewassertankentleerung und auf 11,2 t bis vor dem Beginn der Druckangleichung mit dem Puffertank ab. Die somit in den Kondensator entweichende Wassermenge beträgt 22,8 t. Vor Beginn der Druckangleichung liegt der Druck des Puffertanks mit 60,5 bar um 37,6 bar über dem des Frischdampfsammlers. Ein Massenfluss ist so-

### 4.3 Untersuchung von Teilprozessen

mit nicht möglich. Der Druck im Puffertank wird dann mittels Einspritzung kalten Wassers aus dem Kondensator herabgesetzt. Wird ein Druckniveau erreicht, ab dem Wasser aus der Frischdampfleitung selbständig nachfließen kann, wird die Einspritzung deaktiviert. Zur Druckangleichung ist eine Einspritzmenge an kaltem Wasser von 1,2 t notwendig. Das erreichte Druckniveau im Puffertank beträgt dann 20,3 bar.

#### 4.3.1.2 Androsselung des Ausflusses in den Kondensatortank

Der Kondensatortank liegt auf einem tiefen Druckniveau von etwa 2 bar. Das Ende der Speisewasserleitung, das an dem Kondensator angeschlossen ist, liegt somit auf einem ähnlich niedrigen Druck. Von dort aus bildet sich während der Entladung ein steigendes Druckprofil entlang der Rohr- und Absorberleitungen bis zu den Pumpen aus. Die mittlere Höhe des Druckprofils ist dabei im Wesentlichen von zwei Parametern abhängig, dem Druck am Ende der Speisewasserleitung und dem Massenstrom. Der Massenstrom sei in den Simulationen vorgegeben durch die Fördermenge der Pumpe, sie liegt bei  $8,4 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ . Das höhere Druckniveau lässt sich folglich nur durch eine Androsselung des Ventil 14, siehe Abbildung 4.3, das sich zwischen Speisewasserverteiler und Kondensator befindet, erreichen. In Simulationen zeigte sich, dass mit der Androsselung eine Anhebung des Drucks am Ende der Speisewasserleitung auf 59 bar notwendig ist, um nach Ende der Entladephase eine Druckgleichheit zwischen Rohrsystem und Puffertank gewährleisten zu können.

Der hohe Druck in den Leitungen des Feldes hat zur Folge, dass es beim Entleeren des Speisewassertanks zu keiner Verdampfung kommt. Somit kann in dieser Phase nur  $8,8 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  kaltes Wasser, was etwa dem Vorgabemassenstrom der Pumpe von  $8,4 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  entspricht, aus dem System verdrängt werden. Das zusätzlich verdrängte Wasser stammt aus der Dichteabnahme des gemischten Fluids. Der Rohrdruck bleibt während dieses Entladevorgangs konstant.

Mit Beginn der Entladung aus dem Puffertank setzt die Verdampfung in den Zuleitungen ein. Der Verdampfungsbereich dehnt sich in der Folgezeit über die gesamte Frischdampfsammlerstrecke aus. In dieser Phase steigt die Verdrängung auf  $9,9 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  im Mittel an. Das gesamte aus dem System verdrängte Wasser beträgt 14,8 t. Die Wassermassen im System fallen nach Ende der Speisewassertankentleerung auf 20,0 t bzw. der Puffertankentleerung auf 19,3 t. Somit wird mit diesem Ansatz nur eine geringe Abnahme der Gesamtmasse erreicht, was sich nachteilig auf die Anfahrtdauer des Systems auswirken wird. Das Druckprofil erstreckt sich von 55,2 bar am Auslass in den Kondensatortank bis zu 57,7 bar an der Pumpe. Nachdem das Auslassventil 14 geschlossen und die Entleerung des Puffertanks abgeschlossen wurde, lag das Druckniveau des Puffertanks auf Höhe des Frischdampfsammlers bei 60,7 bar.

Nachteilig an dieser Strategie ist sicherlich der geringe Massenverlust, der auf das Ausbleiben der Verdampfung zurückzuführen ist. Damit konnte die gespeicherte

Enthalpie nicht genutzt werden, um kaltes Wasser aus dem System zu verdrängen. Im System liegt kaum Dampf vor, was ein Umschalten der Strömungsrichtungen und die Ausbildung eines kontinuierlichen Massenstroms deutlich vereinfacht. Damit ist die Steuerbarkeit des Systems verbessert. Allerdings ist bei der solaren Einkopplung und der sich daraus ergebenden Dichteabnahme des Fluids zu erwarten, dass ein erhöhter Massenstrom sich Richtung Puffertank ausbreitet und sich der Puffertank dadurch schnell füllen wird. Zu diesem Zeitpunkt wird das warme Wasser, das aus den Tanks stammte, wieder in den Puffertank zurück gedrängt und außerdem die Überlaufregelung aktiviert. Damit muss Wasser auf hohem Enthalpieniveau dem System entnommen werden. Der eigentliche sinnvolle Einsatz des warmen Wassers wird somit hinfällig. Somit überwiegen bei dieser Variante die Nachteile klar.

##### **4.3.1.3 Entspannen der Dampfphase in das Rohrsystem**

Ein weiterer Ansatz der Druckangleichung zwischen Feld und Puffertank nach der Entladung des Tanks ist die Entspannung der Dampfphase. Der anfängliche Verlauf des Entladevorgangs gleicht der Beschreibung in Abschnitt 4.3.1.1 bis zur Einspritzung des kalten Fluids. Statt der Einspritzung wird hier ein Ventil im Kopf des Puffertanks zum Frischdampfsammler geöffnet. Beim Öffnen des Ventils stellt sich ohne weiteres Zutun ein Druckausgleich zwischen Tank und Rohrsystem ein. Die im Tank als Druck gespeicherte Energie geht nicht verloren. Sie wird zur Druckerhöhung im Feld herangezogen. Dabei verdrängt der Dampf weiteres kaltes Wasser aus dem Rohrsystem. Die zusätzlich verdrängte Masse beträgt etwa 700 kg. Das Druckniveau im Feld kann um weitere 0,2 bar angehoben werden.

Energetisch stellt dies die günstigste der bisher vorgestellten Varianten dar. Allerdings ist durch die weite Ausbreitung der Dampfzone im Rohrsystem ein Wechsel der Strömungsrichtung schwieriger zu erreichen, da durch die kompressiblen Dampfzone eine erhebliche Kapazität entsteht, in der das nachfließende Wasser eingespeichert werden kann, anstatt es weiter in den Puffertank zu transportieren. In Abschnitt 4.3.3 wird diese Variante detailliert beschrieben und die sich aus ihr ergebenden Schwierigkeiten während des Rezirkulationsbetriebs erörtert.

##### **4.3.1.4 Entspannen der Dampfphase über ein Ablassventil**

Während des Entspannens der Dampfphase in das Rohrsystem zeigte sich, dass nur eine geringe Menge an Dampf notwendig ist, um den Druck des Puffertanks an das Rohrsystem anzugleichen. Die geringe notwendige Dampfmasse bedeutet nur einen geringen Energieverlust. In den Simulationen zeigte sich, dass ein ausgeprägter Dampfbereich im Frischdampfsammler den Massenstrom während der Rezirkulationsphase zum Erliegen bringen kann. Daher ist es vertretbar, den Energieverlust aus

### 4.3 Untersuchung von Teilprozessen

dem Rohrsystem hinzunehmen, um im Gegenzug ein verbessertes Betriebsverhalten des Gesamtsystems zu erreichen. Weiterhin ist es vorstellbar, die aus dem System der Absorberstränge entnommene Energie zur Vorwärmung weiterer, im Gesamtsystem Solarkraftwerk enthaltenen Komponenten zu verwenden.

Für das Referenzsystem wird diese Variante verwendet, da die Druckabsenkung durch eine geringe Dampfenahme erreicht werden kann. Außerdem wird der ausgeprägte Dampfbereich, der im System eine schwierigere Betriebsführung nach sich zieht, vermieden. Die geringe Energieentnahme des Systems wird in Kauf genommen, um eine verbesserte Steuerbarkeit zu erreichen. In Tabelle 4.5 sind die Ergebnisse nochmals zusammengefasst.

**Tabelle 4.5:** Zusammenfassung der Bewertungskriterien. Betrachtungen reichen bis zum Ende der Tankentladungen.

		Einspritzung	Drosselung	Entspannung	
				Rohrsystem	Ablassventil
Enddruck	[bar]	20,3	60,7	20,5	20,3
Fluidmasse	[t]	11,2	19,3	9,3	10,0
Betriebsführung		⊕	⊕⊕	⊖	⊕
Energienutzung		⊘	⊖⊖	⊕⊕	⊕
Bewertungsreihenfolge: ⊕⊕ > ⊕ > ⊘ > ⊖ > ⊖⊖					

#### 4.3.2 Masseneintrag in den Puffertank nach Umschalten in den Rezirkulationsbetrieb

Nachdem die ersten beiden Abschnitten der Vorwärmphase, nämlich die Entleerung der beiden Behälter, abgeschlossen sind, liegen in dem Rohrsystem unterschiedliche Zustände vor. Im Bereich der Zuleitung und der Frischdampfsammler befindet sich das Fluid im Zweiphasenbereich. Das Zweiphasengebiet reicht etwa 250 m in die Absorberstrecke hinein. Die mittleren Rohrwandtemperaturen zu diesem Zeitpunkt liegen bei 89 °C im gesamten Speisewasserverteiler und 231 °C im Frischdampfsammler. Das Temperaturgefälle liegt komplett in den Absorbersträngen. Das Druckniveau liegt im Gesamtsystem bei etwa 20,2 bar. Die Ventile sind so geschaltet, dass die Masse im Puffertank in Richtung des Normalbetriebs gepumpt wird. Der Massenzufluss in den Puffertank ist durch die ausgeprägte Dampfphase vor dem Tank und dem nicht ausreichenden Druckgefälle zwischen Tank und Frischdampfsammler gehemmt. Dem Tank wird durch die Pumpe mehr Wasser entnommen als über den Frischdampfsammler nachfließt. Folglich sinkt der Füllstand weiter ab. Um ein Unterschreiten der minimalen Füllstandshöhe zu vermeiden, wird kaltes Wasser

in den Tank eingespritzt. Dadurch wird zum einen direkt ein Befüllen des Tanks erreicht und zum anderen der Druck im Tank abgesenkt. Das entstehende Druckgefälle unterstützt den Massenfluss aus dem Rohrsystem in den Puffertank. Eine Steigerung des Pumpenaustrittsdrucks ist hier nicht zielführend, da aufgrund der erhöhten Pumpleistung der Füllstandspegel schneller fällt, und es durch den Druckanstieg im Feld zur Kondensation der Dampfphase käme. Damit kann das Volumen im Rohrsystem mehr Masse aufnehmen und es somit nicht weiter in den Puffertank transportieren.

Der Pegel im Tank verharrt durch die Einspritzung auf dem eingestellten Minimalwert. Diese Aufgabe wird von einem proportional-integral wirkenden Regler übernommen, dessen Eingangsgröße der Füllstand und dessen Ausgangsgröße der Massenstrom der Pumpe ist. Die Proportionalitätsgröße ( $K_p = 10000 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ ) wird sehr hoch gewählt. Ein sehr hoher Wert provoziert in dieser Verschaltung keine Schwingungen, da die Regelung nur unterhalb des Schwellwertes aktiv wird. Allerdings garantiert er eine schnelle Reaktion beim Unterschreiten des Minimalwertes. Die Zeitkonstante des integralwirkenden Anteils wird moderat gewählt ( $T_i = 10 \text{ s}$ ).

In der Phase der solaren Einstrahlung kommt es aufgrund der Verdampfung zur Ausdehnung des Fluids. Die starke Ausdehnung des Fluids treibt einen Wasserschwall in den Puffertank, wodurch der Füllstand im Puffertank stark ansteigt. Übersteigt das Wasser im Puffertank eine einstellbare obere Grenze, so wird ihm das überschüssige Wasser aus dem Sumpf entnommen. Die Einhaltung des oberen Grenzwertes wird ebenfalls mittels eines PI-Reglers gewährleistet. Die Konfiguration erfolgt mit den gleichen Werten wie die des vorher beschriebenen Reglers.

#### 4.3.3 Ausbilden einer konstanten Strömung ohne solare Einstrahlung

Ziel der Rezirkulationsphase ist es, eine stabil ausgebildete, stationäre Strömung zu erlangen. Um dieses Ziel zu erreichen, wurde eine Variante untersucht, in der die solare Strahlungseinkopplung nicht sofort nach Abschluss der Tankentladung durchgeführt wurde, sondern erst eine vollständig ausgebildete, stationäre Strömung erreicht werden sollte.

Die Einhaltung der Füllstandsgrenzen wurde in dieser Betrachtung im Gegensatz zum im letzten Abschnitt beschriebenen über eine Zweipunktregelung realisiert. Fällt der Füllstand des Puffertanks auf 10 % ab, so wird mit der Einspritzung eines konstanten Massenstroms begonnen. Sie wird bei einem Füllstand von 20 % wieder deaktiviert. Die Einspritzregelung verhindert ein Absinken des Füllstandes unter 10 %, da die Einspritzung mit  $10 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  höher liegt als der Massenstrom, der durch die Puffertankpumpe aus dem Tank gefördert wird. Der Füllstand zu Beginn der Rezirkulation beträgt etwa 20 %. Zu Beginn dieser Phase kommt es wiederholt zum Erlie-

### 4.3 Untersuchung von Teilprozessen

gen des Massenstroms vor dem Rückschlagventil 4 zum Puffertank. Zurückzuführen ist dies auf den im Rohrsystem enthaltenen Dampf. Er schafft Abschnitte in denen sich das transportierte kalte Wasser sammelt, anstatt eine Strömung zu entwickeln.

Nach jeder vollzogenen Einspritzung ist der Massenfluss in den Tank angeregt. Durch das kalte Wasser sinkt die Fluidtemperatur unter die Wandtemperatur des Tanks ab. Durch den Wärmeeintrag von der Wand und, vor allem, durch den zugeführten hohen Enthalpiestrom aus dem vorgewärmten Frischdampfsammler steigt der Tankdruck wiederum an und der Massenstrom aus dem Rohrsystem kommt zum Erliegen. In dieser Zeit wird weiterhin das Wasser aus dem Sumpf entnommen und in den Speisewasserverteiler gepumpt, der Füllstand fällt und aktiviert beim Erreichen der unteren Grenze von 10 % die Einspritzung. Im Referenzsystem wechseln sich Stillstand mit anschließender Massenflussanregung durch die Einspritzung in den ersten 1500 s nach Beginn der Rezirkulationsphase fünfmal ab. Danach stellt sich scheinbar ein stetiger Massenstrom in der gewünschten Strömungsrichtung ein. Bei jeder Einspritzung sackt das mittlere Druckniveau im Rohrsystem um etwa 5 bar ab. Der abfallende Druck begünstigt die Dampfbildung in den vorgewärmten Rohren.

Nach 1500 s ist die Strömung relativ stabil, allerdings gibt es in der Absorberstrecke noch Abschnitte in denen gesättigtes Wasser fließt. Das heiße Wasser in diesen Abschnitten wurde zu Beginn der Rezirkulation in das System eingebracht, zu diesem Zeitpunkt lag die Enthalpie im Puffertank noch verhältnismäßig hoch. Die Strömung transportiert das heiße Wasser weiter in Richtung Puffertank. Beim Eintritt in den Puffertank steigt dort der Druck wiederum an und mindert somit den Zustrom aus dem Frischdampfsammler, der Füllstand sinkt wiederum ab. Somit kommt es etwa 1 Stunde bzw. 1,5 Stunden nach Beginn der Rezirkulationsphase erneut zur Eindüsung kalten Wassers. Diese langen Totzeiten, verursacht durch die Größe des Systems und den verhältnismäßig geringen Strömungsgeschwindigkeiten, verdeutlichen anschaulich die Schwierigkeiten beim kontrollierten Betrieb des Solarfeldes. Verstärkt werden diese Schwierigkeiten noch während des Betriebes mit transienten Randbedingungen, wie es hier bei den Aufwärmvorgängen der Fall ist.

Die Enthalpie des Systems liegt knapp unterhalb der Sättigungsenthalpie. Im Absorberfeld fällt das Druckprofil fällt kontinuierlich entlang der Strecke ab und damit auch die Sättigungstemperatur. Heißes Wasser, das am Anfang des Absorbers wegen des höheren Drucks noch nicht verdampft, kann weiter stromabwärts bei niedrigeren Drücken verdampfen. Dies hat zur Folge, dass es zu wiederkehrenden schwallartigen Ansteigen des Massenstroms in den Puffertank kommen kann. Es konnte gezeigt werden, dass ein gesteuertes Eingangsventil (Ventil 4), das den Massenstrom in den Puffertank auf  $10 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  limitiert, dieses Problem mildert. Schnelle Füllstandsanstiege konnten somit während der gesamten Rezirkulationsphase vermieden werden.

Die Betriebsstrategie, mit der solaren Einkopplung zu warten, bis sich eine stati-

onäre Strömung ausgebildet hat, stellte sich als ungünstig heraus. Nachdem schließlich eine ausgebildete Strömung vorlag, liegt der Druck auf sehr niedrigem Druckniveau und im System ist es zu einer gänzlichen Angleichung der Temperaturen, sowohl im Rohr Stahl als auch im Fluid, gekommen. Außerdem wurde durch die notwendige massive Einspritzung in den Puffertank erreicht, dass im gesamten Rohrsystem eine flüssige Phase vorliegt. Die Wassermassen im Rohrsystem sind nach Bildung einer stationären Strömung annähernd so hoch, wie sie zu Beginn der Aufwärmphase waren. Der angestrebte Vorteil, ein nach Abschluss der Vorwärmung ähnliches Temperatur/Enthalpieprofil, wie bei Normalbetrieb zu erhalten, ist somit gänzlich verloren gegangen.

Ebenso nachteilig zeigte sich die Zweipunktregelung zur Füllstandskontrolle. Die konstante Einspritzung kalten Wassers senkte den Druck im Puffertank wiederholt und deutlich unter dem Druck im Rohrsystem ab. Durch den unstetigen Eingriff wurde das Gesamtsystem in dem Ziel des Erreichens eines stationären Zustandes wiederholt gestört. In der Machbarkeitsstudie und deren thermodynamische Analyse wird später eine solare Einkopplung kurz nach Abschluss der Entladung durchgeführt und eine kontinuierliche Füllstandsregelung verwendet.

Zusammenfassend sind mehrere Faktoren zu nennen, die gegen ein Anfahren in dieser Systemkonfiguration aus Sicht der Energienutzung und des Zeitaufwands sind. Durch die fehlende Einkopplung der Solarstrahlung konnte keine Verdampfung im Absorber erzeugt werden, was es unmöglich macht eine stabile, mehrphasige Strömung auszubilden. Ohne Solarstrahlung ist nur eine einphasige, unterkühlte Strömung möglich. Die dazu im Absorbersystem notwendigen Wassermassen verzögern den Abschluss des Anfahrvorgangs deutlich. Außerdem senkt die Zweipunktregelung mit jeder Einspritzung den Druck im System stärker ab, als es mit einer kontinuierlichen Regelung möglich ist. Es wird somit mehr kaltes Wasser in das System eingebracht, als eigentlich notwendig ist.

## 4.4 Zentrale Steuerung zur Koordination der Teilprozesse

Aus den Erfahrungen der vorangegangenen Untersuchungen wurde ein Steuerungskonzept abgeleitet. Die Entladung der Tanks wird mit einer zentralen Steuerung kontrolliert. Der in einzelne Phasen unterteilte Anfahrvorgang ist in Tabelle 4.6 zusammenfassend dargestellt. In der ersten Phase wird der niedriger temperierte Speisewassertank zur Vorheizung des Feldes entleert. Die Entleerung erfolgt dabei entgegen der Strömungsrichtung bei Normalbetrieb, die Ventile sind dementsprechend geschaltet. Die Pumpe des Speisewassertanks und somit der Beginn des Anfahrvorgangs wird zu einem bestimmten Startzeitpunkt vor Sonnenaufgang aktiviert. Der



#### 4.4 Zentrale Steuerung zur Koordination der Teilprozesse

Beginn soll dabei so gewählt werden, dass der Sonnenaufgang mit dem Beginn der Phase 4 zeitgleich stattfindet. Die erste Phase ist mit Erreichen des Füllstandes von 10 % im Speisewassertank abgeschlossen. Diese Pumpe wird, wie alle weite-

**Tabelle 4.6:** Beschreibung des Ablaufsplan der Steuerung aufgeteilt in die einzelnen Phasen.

Phase	Kurzbeschreibung	Abschlusskriterium
0	Start des Anfahrvorgangs	
1.1	Speisewassertankpumpe aktivieren	Füllstand von 10 % erreicht
1.2	Speisewasserpumpe deaktivieren	
2.1	Puffertankpumpe aktivieren	Füllstand von 30 % erreicht
2.2	Ablassventil öffnen	Druck im Tank ist auf das Niveau im Frischdampfsammler gesunken
2.3	Ablassventilregelung aktivieren Aktivierung der Einspritzregelung	
3.1	Ventil 4 öffnen Ventil 14 schließen	Zeitfortschritt 100 s
3.2	Ventil 21 schließen Ventil 2 öffnen	Zeitfortschritt 50 s
4.1	Aktivierung der Überlaufregelung Fokussierung der Parabolspiegel	Erreichen eines Systemdrucks von 70 bar
4.2	Öffnen der Entnahmestelle	Massenfluss von $5 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$
4.3	Aktivieren der Speisewasserregelung	Erreichen der Zieltemperatur von $410^\circ\text{C}$
5	Öffnen der Ventile zum Maschinenhaus	

ren Pumpen im System, mit Verzögerungsverhalten 1. Ordnung abgebildet. Ihre Zeitkonstanten betragen jeweils 10 s. Nachdem der untere Füllstand im Speisewassertank erreicht ist, aktiviert die Steuerung die Pumpe des zweiten Speichertanks. Die Entladung des Puffertanks, Phase 2, beginnt. Nachdem der Puffertank auf 30 % Füllhöhe entladen wurde, wird die Druckangleichung mit dem Feld durch Ablassen der Dampfphase über das Ablassventil durchgeführt. Nachdem eine ausreichende Entspannung im Tank stattgefunden hat, wird eine Regelung des Ablassventils aktiviert. Sie vergleicht den Druck des Frischdampfsammlers mit dem des Puffertanks. Übersteigt der Druck im Puffertank den des Sammlers oder den Maximaldruck von 70 bar, so wird dem Tank Dampf entnommen. Außerdem wird die Einspritzregelung aktiviert. Das untere Füllstandsniveau wird auf 10 % festgelegt.

Danach beginnt Phase 3 des Anfahrvorgangs. Die Vorbereitung der Rezirkulati-

on besteht in der Schaltung der einzelnen Ventile. Im ersten Abschnitt der Phase werden die Ventile 4 und 14 geschaltet. Das Ventil 14 sperrt den Abfluss zum Kondensator ab. Das Rückschlagventil 4 gibt den Weg vom Frischdampfsammler in den Puffertank frei. Das Schaltungsverhalten der Ventile ist ein Verzögerungsglied erster Ordnung mit einer Zeitkonstante von 10 s. Nach 100 s wird Ventil 2 geöffnet und das Rückschlagventil 21 geschlossen, dadurch führen sie nun das Fluid aus dem Puffertank über den Speisewasserverteiler in das Feld. Nachdem die Ventile geschaltet sind, ist der Übergang in die Rezirkulation abgeschlossen.

Das Fluid wird nun in Strömungsrichtung des Normalbetriebs durch das Feld gepumpt. Die Phase globale Rezirkulation und solare Einkopplung beginnt mit der Aktivierung der Überlaufregelung des Puffertanks. Die Überlaufregelung verhindert ein Über- bzw. Volllaufen des Puffertanks, das durch die schwallartige Verdrängung des Wassers in den Puffertank bei einsetzender Verdampfung hervorgerufen werden kann. Die obere Marke des Füllstandes wird auf 40 % gesetzt. Außerdem werden alle Parabolspiegel des Feldes gleichzeitig fokussiert. Infolge der solaren Leistungseinkopplung steigt der Druck im System stetig an. Erreicht er im Frischdampfsammler den Zieldruck von 70 bar so wird eine Entnahmestelle geöffnet. Das heiße Fluid wird zur Vorwärmung der Turbine verwendet. Ab einem Mindestmassenstrom von  $5 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  wird die Speisewasserzufuhr aktiviert, um den Massenverlust im System zu verhindern. Der Massenstrom an der Entnahmestelle stellt für die Speisewasserzufuhr die Sollwertvorgabe dar. Dabei erfolgt Nachfahren der Sollkurve mit einer groß gewählten Zeitkonstante (500 s). Dies trägt zum einen den großen Totzeiten des Systems und zum anderen der schwierigen Betriebsführung während des stark transienten Betriebs zu Sonnenaufgang Rechnung. Die Speisewasserregelung mindert auch den Massenstrom aus dem Puffertank. Der Massenstrom des Speisewassers ersetzt das ursprünglich aus dem Puffertank geforderte Wasser, somit ist stets ein konstanter Zufluss in den Speisewasserverteiler gewährleistet.

Ist die gewünschte Zieltemperatur erreicht, kann der erzeugte Dampfmassenstrom in das Maschinenhaus geleitet werden. Durch die Speisewasserregelung wird dieser Bedarf gänzlich aus dem Speisewassertank gedeckt. Der Anfahrvorgang ist abgeschlossen. In Tabelle 4.6 sind die steuerungstechnischen Aspekte in den einzelnen Phasen zusammengefasst.

## 4.5 Parameterstudie zur Kapazitätsbemessung der Tanks

In diesem Abschnitt wird eine Parameterstudie durchgeführt, mit deren Ergebnissen eine Dimensionierung des Puffer- und Speisewassertanks aus Sicht des Anfahrvorgangs ermittelt werden kann. Zu Beginn werden die interessierenden Größen fest-

#### 4.5 Parameterstudie zur Kapazitätsbemessung der Tanks

gelegt, mit denen die Parameterstudie durchgeführt wird. Anschließend wird das Vorgehen aufgezeigt, nach dem die Auswertung erfolgt. Abschließend werden die Ergebnisse dargestellt. Grundlage der Studie ist das eingangs beschriebene Referenzkraftwerk. Den Abschluss des Abschnitts bildet eine detaillierte Sensitivitätsanalyse.

##### 4.5.1 Definition des Referenzsystems

Die Abmessungen und Größen des Referenzsystem sind in den Tabellen 4.1 und 4.2 gezeigt. Zu Beginn der ersten Phase sind die Temperaturen der Rohrwand und des Fluids auf 70 °C festgelegt. Es herrscht ein stationärer Zustand mit einem steten Massenfluss von  $8,4 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  in den Sammler- und Verteilerrohren bzw.  $1,2 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  in den einzelnen Absorberrohren. Das Druckprofil reicht entsprechend der Massenstrom- und der Randbedingungsvorgabe des Kondensators von 2 bar bis 4,8 bar in der Zuleitung am Puffertank. Unter diesen Bedingungen befindet sich das Fluid im einphasigen, flüssigen Zustand. Das Volumen des Speisewassertanks beträgt  $15 \text{ m}^3$ . Bei einem Füllstand von 83 % und gesättigtem Zustand bei 8 bar befindet sich ein Masse von 11,1 t Wasser in dem Tank. Der Puffertank liegt mit einem Druck von 70 bar deutlich über dem Niveau des Speisewassertanks. Das enthaltene Wasser des  $8 \text{ m}^3$  großen Tanks ist ebenfalls gesättigt und besitzt bei 80 % Füllstand eine Gesamtmasse von 4,7 t. Die sieben Feldabscheider sind von zylindrischer Form, sind 1 m lang und besitzen einen Innendurchmesser von 500 mm. Ihr Speichervolumen beträgt somit 196 l pro Abscheider. Alle Ventile des Gesamtsystems sind grundsätzlich in beide Strömungsrichtungen gangbar, mit Ausnahme der Ventile am Ende des Frischdampfsammlers - Ventile 21 und 4. Die Ablaufsteuerung entspricht der in Abschnitt 4.4 beschriebenen.

Die Berechnung der konvektiven Wärmeübergänge zwischen Fluid und Rohrwand wird mit einem konstanten Wärmeübergangskoeffizient durchgeführt. In der Rohrleitung beträgt er  $5000 \frac{\text{W}}{\text{kg K}}$  und in den Tanks  $2500 \frac{\text{W}}{\text{kg K}}$ . Die Berechnungen des Massenstroms werden mit einem konstanten Korrekturterm, wie in Abschnitt 3.2.3.2 beschrieben, durchgeführt. Das gewählte Stoffwertmodell deckt den gesamten Bereich von unterkühlten, gesättigten und überhitzten Fluid in den Grenzen von 1 bis 120 bar und 80 bis  $3750 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$  ab. Ereignisse werden u.a. beim Übergang zwischen den verschiedenen Phasen des Aufwärmvorgangs erzeugt. Die Gesamtzahl der erzeugten Ereignisse während der Simulation beträgt beim Referenzsystem 15. Die örtliche Diskretisierung der einzelnen Elemente beträgt 10 für den Speisewassersammler, 3 für die beiden Verbindungselemente, 16 für den Vorwärmer/Verdampfer, 4 für den Überhitzer, 12 für den Frischdampfsammler und 3 für die Zuleitung. Der *DASSL*-Löser arbeitet in allen Simulationen mit einer Toleranz von  $10^{-6}$ .

---

<sup>1</sup>dies stellt keine Einschränkung der realen Verhältnisse dar, da das unterkühlte Medium nach einschalten der Pumpe sehr schnell beschleunigt wird

### 4.5.2 Interessierende Größen

Zur Kapazitätsabschätzung der installierten Speichertanks wird der Einfluss von drei Größen analysiert, die Größen des Puffer- sowie des Speisewassertanks und das anfängliche Druckniveau des Puffertanks. Die Tanks sind nach Vorgabe jeweils mit rund 80 % gefüllt und werden in den ersten Phasen auf 10 % bzw. 30 %<sup>2</sup> ihres Füllstand entladen. Die Größe des Tanks bzw. die gespeicherte Wassermasse stellt somit einen eindeutigen Einfluss auf Vorwärmkapazität dar. Im gesättigten Bereich gibt es einen direkten Zusammenhang zwischen Druck und Temperatur. Vorgegeben durch unterschiedliche Druckniveaus im Puffertank können bei konstanten volumenbezogenen Dampfgehalten somit unterschiedliche Enthalpieniveaus gespeichert werden. Diese drei Größen werden für diese Studie variiert. In Tabelle 4.7 sind die

**Tabelle 4.7:** Verwendete Parameter und deren untersuchte Bereiche

Bezeichnung	Minimalwert	Maximalwert	Delta
Speisewassertankvolumen	5 m <sup>3</sup>	20 m <sup>3</sup>	5 m <sup>3</sup>
Puffertankvolumen	5 m <sup>3</sup>	14 m <sup>3</sup>	3 m <sup>3</sup>
Sättigungsdruck im Puffertank	50 bar	90 bar	20 bar

Parameter der Studie zusammengefasst. Zusätzlich zu diesen Studien werden auch Speisewassertanks mit größeren Volumina von 30 und 40 m<sup>3</sup> untersucht.

### 4.5.3 Auswertungsmethode

Die Vorwärmung des Absorbersystems erfüllt verschiedene Aufgaben. Es müssen an jedem Wintermorgen sowohl die ausgekühlte Verrohrung, als auch das kalte Wasser im System aufgeheizt werden. Außerdem sollte so viel kaltes Fluid wie möglich aus dem System verdrängt werden, um die thermischen Trägheiten zu verringern und somit ein schnelleres Anfahren des Feldes gewährleisten zu können. Um eine Bewertung vornehmen zu können, werden zwei Zustände definiert. Zum einen der Zustand des ausgekühlten Systems (Zustand I) und zum anderen der Zustand während des Normalbetriebs (Zustand III). Das ausgekühlte System hat einheitliche Fluidenthalpien ( $300 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$ ) und Rohrwandtemperaturen (70 °C). Die Zustandsgrößen des Normalbetriebs werden aus [17] übernommen. Das Ende des Vorwärmvorgangs (Zustand II) ist durch den Zeitpunkt definiert, an dem der Druckausgleich zwischen Puffertank und Frischdampfsammler beginnt.

Die Auswertung wird mit den numerisch errechneten Ergebnisvektoren durchge-

<sup>2</sup>entspricht dem Füllstand beim Wechsel in die Phase zur Vorbereitung der Rezirkulation

#### 4.5 Parameterstudie zur Kapazitätsbemessung der Tanks

führt. Ihr Aufbau ist anhand des folgenden Vektors für die spezifische Enthalpie

$$\mathbf{h}^j = [h_1^j, h_2^j, \dots, h_i^j, \dots, h_N^j]^T \quad (i = 1, \dots, N; \quad j = 1, \dots, M) \quad (4.1)$$

gezeigt. Die Indizes für  $i$  entsprechen der Ortsdiskretisierung fortlaufend über alle Komponenten und für  $j$  der Zeitdiskretisierung. Die Ausgabe der Ergebnisse erfolgte auf einem zeitlich äquidistanten Gitter mit einer Weite von  $\Delta t = 2\text{ s}$ . Zur Vereinfachung der Darstellung wird die Bezeichnung  $\mathbf{h}^I$  für den Zustand I

$$\mathbf{h}^I = \mathbf{h}^k = \mathbf{h}(t = t_k) \text{ mit } t_k \text{ Zeitpunkt zum Zustand I}$$

verwendet.

Um den Vorwärmgrad der Eisenmassen  $\Phi_W$  zu bestimmen, werden die Wärmemengen integriert, die im Prozess von Zustand I zu II vom Fluid in den Rohrstuhl übertragen werden. Sie werden auf die notwendige Wärmemenge zur vollständigen Aufheizung bezogen. Der Vorwärmgrad der Wandmassen im System wird mit

$$\Phi_W = \frac{Q_W^{I \rightarrow II}}{Q_W^{I \rightarrow III}} = \frac{c_W \sum_i m_i (T_i^{II} - T_i^I)}{c_W \sum_i m_i (T_i^{III} - T_i^I)} \quad (4.2)$$

bestimmt. Die Kennzahl  $\Phi_W$  bestimmt somit den prozentualen Vorwärmgrad, der im Zustand II erreicht wurde.

Weiterhin wird die in den Tanks gespeicherte Energie genutzt, um das Fluid vorzuwärmen. Um die Vorwärmung des Fluids quantifizieren zu können, muss berücksichtigt werden, dass die übertragene Wärmemenge eine Prozessgröße anstatt einer Zustandsgröße ist und es außerdem im System zu einer Massenveränderung kommt. Die Massenveränderung des Fluids im System resultiert aus der Differenz des Zustroms aus den Speichertanks und den Abfluss in den Kondensator. Um dem Rechnung zu tragen, wird ein abstrakter Vergleichsprozess definiert, mit dem ein Vorwärmgrad bestimmt werden kann. Der Vergleichsprozess zwischen den kalten Zuständen I bzw. II und dem heißen Endzustand III untergliedert sich in zwei Vorgänge. Zuerst werden die im Vergleich zum Endzustand vorliegenden, überschüssigen Massen aus den Zuständen I und II entfernt. Dabei werden die Wassermengen mit den höchsten spezifischen Volumen im System belassen. Im nächsten Schritt wird dann die notwendige Wärmemenge ( $Q_{Fl}^{I \rightarrow III}$  bzw.  $Q_{Fl}^{II \rightarrow III}$ ) gezählt, die erforderlich ist um die verbleibenden Massen auf das Enthalpieniveau des Endzustandes anzuheben. Zur Bestimmung des Vorwärmgrads des Fluids  $\Phi_{Fl}$

$$\Phi_{Fl} = \frac{Q_{Fl}^{I \rightarrow III} - Q_{Fl}^{II \rightarrow III}}{Q_{Fl}^{I \rightarrow III}} \quad (4.3)$$

wird die bereits zugeführte Wärmemenge auf die insgesamt notwendige Wärmemenge bezogen. Der Algorithmus ist nachfolgend dargestellt. Zur Berechnung sind

#### 4 Simulation von Rückströmvorgängen während des Anfahrvorgangs

die Vektoren für Enthalpie und Massen in den einzelnen Kontrollvolumina notwendig. Der Code zeigt das Vorgehen der Berechnung von  $Q_{\text{Fl}}^{\text{I} \rightarrow \text{III}}$ , dies ist analog zum Vorgehen der Berechnung von  $Q_{\text{Fl}}^{\text{II} \rightarrow \text{III}}$ .

```

setze i=1 (Zählvariable für Volumina des Zustands III)
setze j=1 (Zählvariable für Volumina des Zustands I)
setze Q=0 (gesuchte kumulierte Wärmemenge)

sortieren der Massen nach ihrer spezifischen Enthalpie für alle Zustände
wähle Volumenelement der höchsten spez. Enthalpie des Zustands III aus (i=1)

solange noch nicht alle Volumina des Zustands III abgearbeitet sind
  ↳setze m=0 (kumulierte aufgewärmte Masse)
  ↳solange m < mIII(i)
    ↳wenn mI(j) > mIII(i)-m
      ↳nehme die notwendige Masse mIII(i)-m aus dem Element j
      ↳Q <-- Q + (mIII(i)-m) * (hIII(i) - hI(j))
      ↳setze m=mIII(i)
    ↳sonst
      ↳Q <-- Q + mI(j) * (hIII(i) - hI(j))
      ↳m <-- m + mI(j)
      ↳mI(j) <-- 0
      ↳wähle nächste Element (j <-- j+1)
  ↳wähle nächstes Element (i <-- i+1)

```

Das Absorbersystem ist während der Entladephase ein offenes System, das heißt, dass mit dem Massenverlust auch Energie aus dem System transportiert werden kann. Um beurteilen zu können, inwiefern der aus den Tanks entnommene Enthalpiestrom auch im Solarfeld verbleibt und wieviel aus dem System ungenutzt ausfließt, wurden die nachfolgenden zwei Größen eingeführt. Während der Vorwärmphasen wird das kalte Wasser in den Kondensator verdrängt. Die im heißen Fluid gespeicherte Wärmemenge wird konvektiv durch das System in Richtung Kondensator transportiert. Für die Bewertung der ins System übertragene Enthalpie

$$\Delta H_{\text{Sys}} = \int_0^T (\dot{H}_{\text{PT}} + \dot{H}_{\text{ST}} - \dot{H}_{\text{K}}) dt \quad (4.4)$$

wird der Enthalpiestrom an den Ein- und Ausgängen des Systems mit der Trapezregel zeitlich aufsummiert.  $\dot{H}_{\text{PT}}$  und  $\dot{H}_{\text{ST}}$  sind die Enthalpieströme aus Puffer- und Speisewassertank,  $\dot{H}_{\text{K}}$  ist der Enthalpiestrom, der das System Richtung Kondensator verlässt.  $T$  ist die Dauer des Anfahrvorgangs. Zum Vergleich wird die aus den Tanks entweichende Enthalpiemenge auf die Enthalpiemenge bezogen, die das System, beim Verdrängen ausschließlich kalten Wassers, verlassen würde,

$$\Delta H_{\text{Tanks}} = \int_0^T (\dot{H}_{\text{PT}} + \dot{H}_{\text{ST}} - \dot{m}_{\text{K}} h_0) dt \quad (4.5)$$

#### 4.5 Parameterstudie zur Kapazitätsbemessung der Tanks

berechnet. Die Größe  $\Delta H_{\text{Tanks}}$  kann man sich anschaulich anhand eines unendlich langen Rohrsystems vorstellen. Die gesamte Enthalpie aus den Tanks wird in das System transportiert und verbleibt dort. Die verdrängte Wassermasse hat die zeitlich unveränderliche spezifische Enthalpie des Anfangszustands  $h_0$ . Dieser Wert  $\Delta H_{\text{Tanks}}$  stellt somit den maximalen Eintrag, der aus den Tanks geförderten Enthalpie, in das System dar. Sobald warmes Wasser den Rohraustritt erreicht, ist die effektiv genutzte Wärme jedoch vermindert um den Anteil, der das System wieder verlässt und beträgt nur noch  $\Delta H_{\text{Sys}}$ .

Schließlich ist die Bewertung der im System verbleibenden Wassermasse von Bedeutung. Sie stellt eine Angabe zur Abschätzung der thermischen Trägheit, die die Dauer des Anfahrvorgangs wesentlich beeinflusst, dar. Die Masse im System nach der Entleerung der Tank

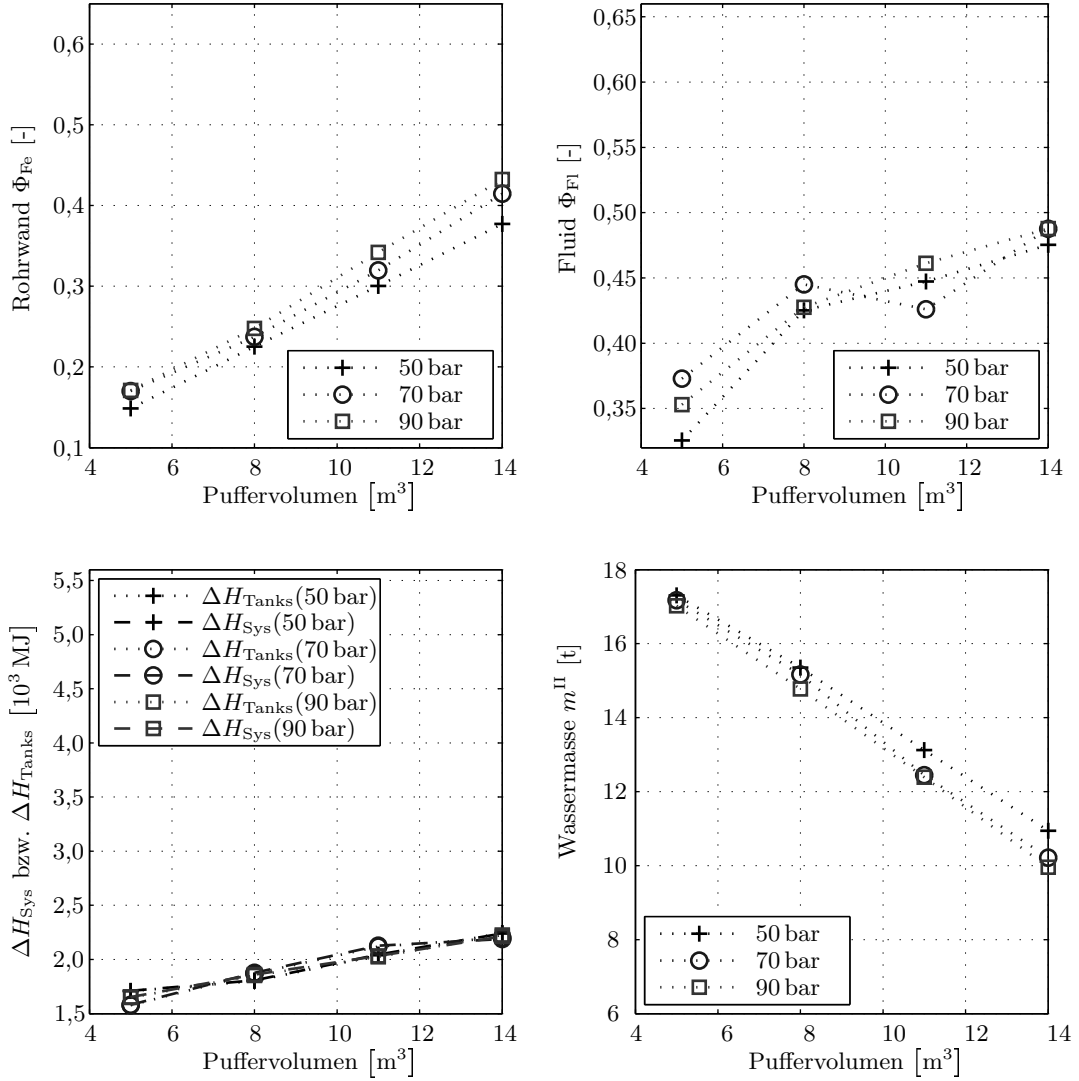
$$m^{\text{II}} = (\rho^{\text{II}})^T \mathbf{V} \quad (4.6)$$

wird zum Zeitpunkt des Zustands II über das innere Produkt des Dichte- und Volumenvektors berechnet.

##### 4.5.4 Auswertung der Ergebnisse

Der Vorwärmgrad des Rohrstahls steigt erwartungsgemäß mit den Größen Puffertankvolumen und Sättigungsdruck an (Diagramme 4.4 bis 4.7 o. l.). Die integrierte Wärme, um den Rohrstahl von Zustand I in den Zustand III zu versetzen, beträgt  $Q_{\text{Fe}}^{\text{I} \rightarrow \text{III}} = 11,4 \cdot 10^3 \text{ MJ}$ . Die Kurven zeigen sowohl für das Speisewasservolumen (bis  $20 \text{ m}^3$ ), wie auch für das Puffertankvolumen, einen linearen Verlauf. Die mittleren Zuwächse beim Speisewasservolumen betragen 0,9 bei größeren Puffertanks bis 1,7 %-Punkte bei kleineren Tanks pro zusätzliche 1000 l Tankvolumen. Ursache hierfür ist der zunehmende Verlust bei insgesamt steigenden Speichervolumina durch den Ausfluss von warmen Wasser aus dem System, das somit nicht zur Vorwärmung genutzt werden kann. Die Zuwächse der Rohrwandvorwärmung fallen bei der Puffertankvariation höher aus, da die pro Volumeneinheit gespeicherte Enthalpie im Puffertank etwa das 1,5-fache von derjenigen im Speisewassertank entspricht. Vergrößert man den Tankinhalt des Puffertanks um  $1 \text{ m}^3$ , so wird die Wand um 2,7 %-Punkte bei Speisewassertankgrößen von 5 bis  $15 \text{ m}^3$  bzw. um 2,3 %-Punkte bei  $20 \text{ m}^3$  stärker vorgewärmt. Bei Untersuchungen von größeren Speisewassertankvolumina zeigt sich, dass bei konstanten Puffertankvolumen der anfänglich lineare Verlauf stark abflacht. Hintergrund ist hier der ansteigende Ausstromverlust des warmen Wassers aus dem System. Bei Variation des Puffertanks spiegelt sich dies in einem geringeren Zuwachs der Vorwärmung wieder, da mit den großen Speisewassertanks bereits große Teile der Stahlmassen vorgewärmt werden konnten und somit die Temperaturdifferenz für den Wärmeübergang verkleinert wurde. Die Zuwächse betragen noch 1,2 %-Punkte

#### 4 Simulation von Rückströmvorgängen während des Anfahrvorgangs



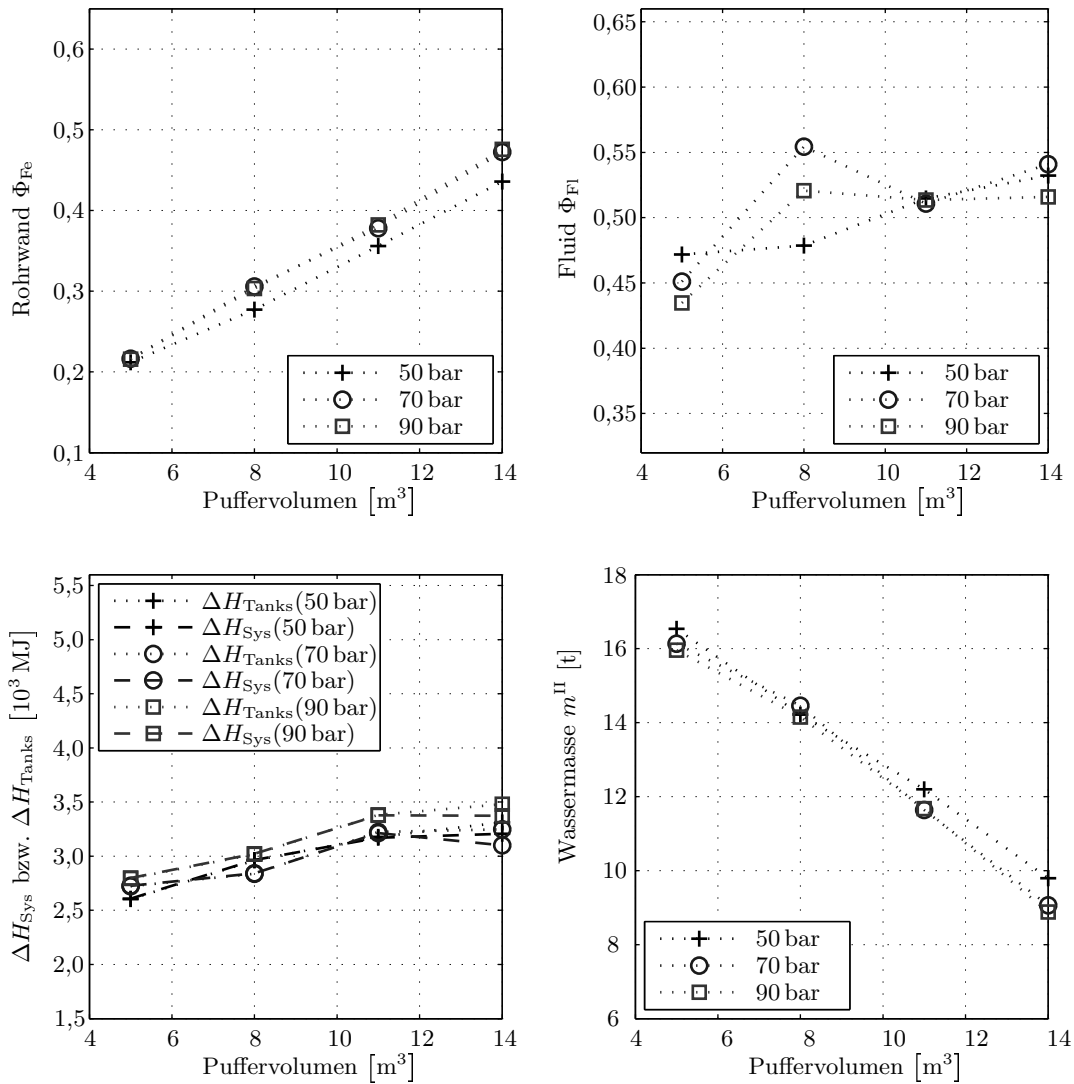
**Abbildung 4.4:** Ergebnisse aus der Vorwärmung für  $V_{ST} = 5\text{m}^3$

pro zusätzliche 10001 Puffertankvolumen bei Speisewassertankgrößen von 30 und 40 m³.

In den Diagrammen 4.4 bis 4.7 o. r. ist der Vorwärmgrad des Fluids aufgetragen. Die Verläufe unterliegen Schwankungen, die allerdings nicht physikalisch verursacht sind, sondern auf die endliche Diskretisierung des Rohrvolumens zurück zu führen sind. Die Zuwächse des Fluidvorwärmgrads liegen hier bei den Speisewassertankveränderungen höher im Gegensatz zu denen des Puffertanks. Die Zuwächse betragen



#### 4.5 Parameterstudie zur Kapazitätsbemessung der Tanks

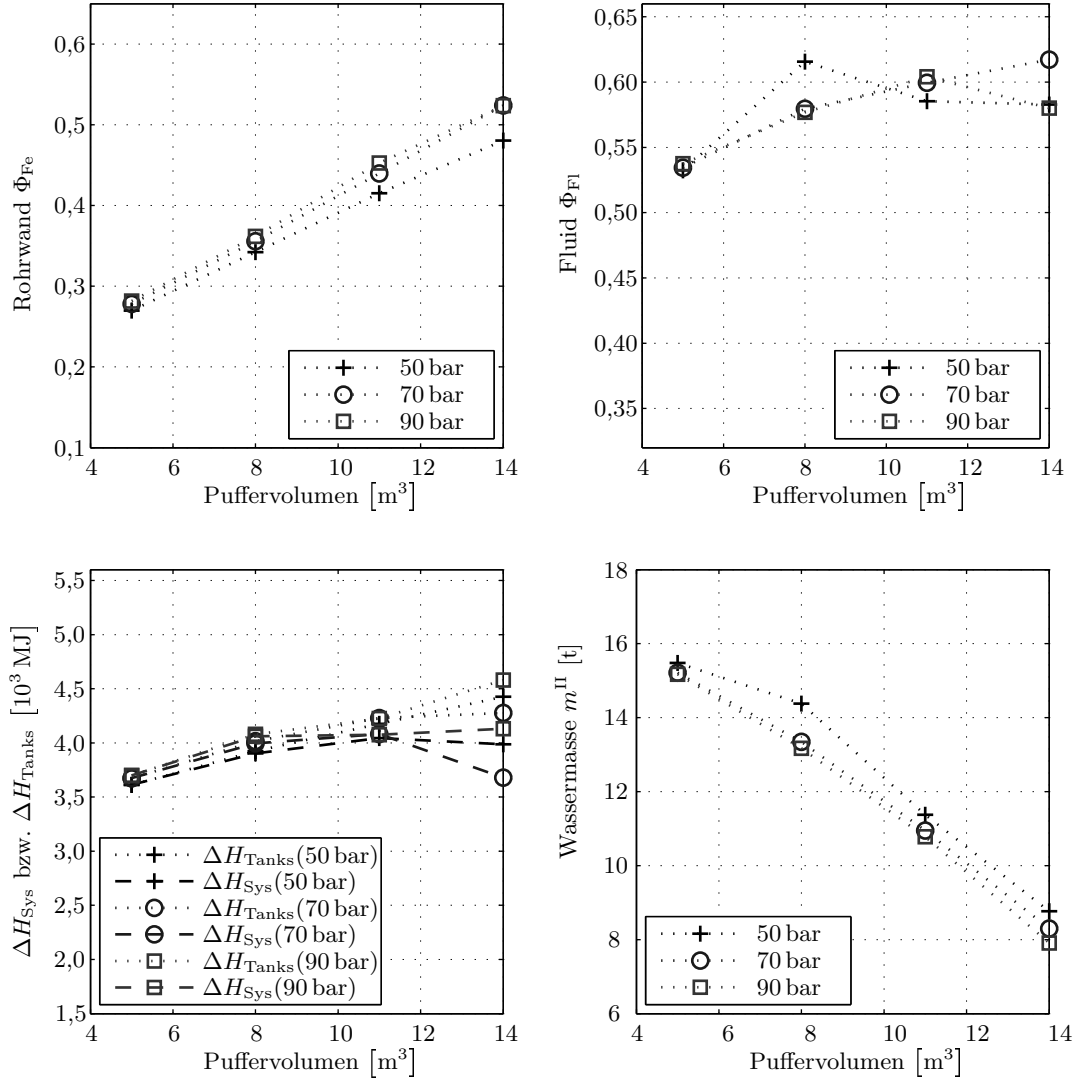


**Abbildung 4.5:** Ergebnisse aus der Vorwärmung für  $V_{ST} = 10\text{m}^3$

im Mittel 1,1 %-Punkte pro  $\text{m}^3$  Puffertankvolumen bzw. 1,5 %-Punkte pro  $\text{m}^3$  Speisewassertankvolumen<sup>3</sup>. Grund hierfür ist, dass sich die heißere Masse im Puffertank bei Eintritt in das Absorbersystem stärker entspannt und abkühlt, seine Energie also vor allem für die Expansion der Verdampfung verwendet. Die Energie wird somit verstärkt zur Verdrängung der Fluidmasse verwendet, statt zur Vorwärmung des

<sup>3</sup>betrachtet sind hier die Speisewassertanks bis einschließlich  $15\text{m}^3$

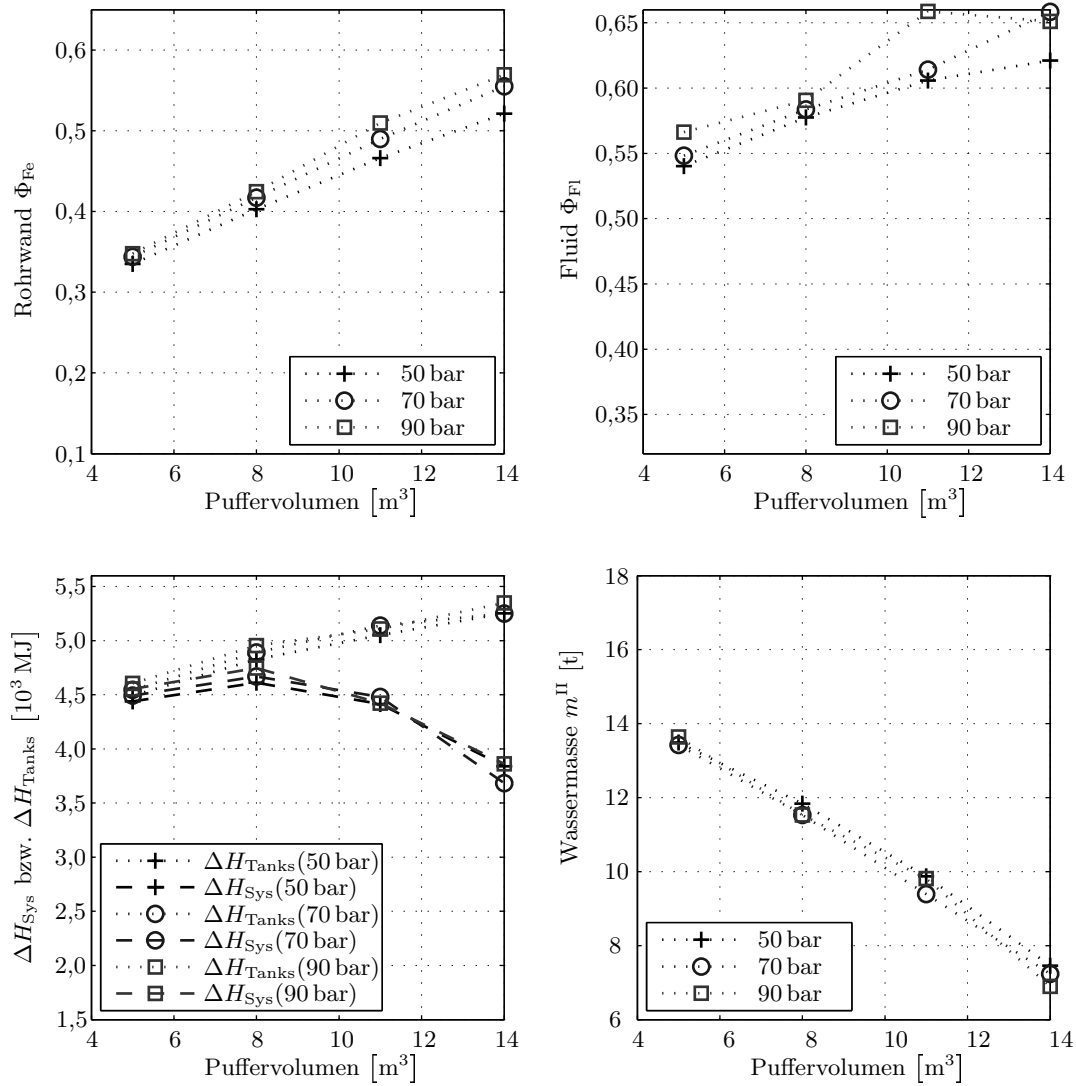
#### 4 Simulation von Rückströmvorgängen während des Anfahrvorgangs



**Abbildung 4.6:** Ergebnisse aus der Vorwärmung für  $V_{ST} = 15\text{m}^3$

Fluids. Der Zuwachs bei den Speisewassertanks verringert sich deutlich ab  $20\text{m}^3$  Inhalt auf 0,3%-Punkte. Dieser Abfall hat damit zu tun, dass aufgrund des eingeführten Algorithmus zur Bestimmung von  $\Phi_{Fl}$  das vorgewärmte Fluid, das im Vergleich zum Endzustand III überflüssig ist, aus dem System entfernt wird. Die Vorwärmung der entfernten Masse wird jedoch beim Vorwärmgrad des Fluid nicht bewertet. Der Einfluss des Puffertankdrucks und somit der Sättigungsenthalpien spielt bei den Fluidvorwärmgraden eine untergeordnete Rolle.

#### 4.5 Parameterstudie zur Kapazitätsbemessung der Tanks



**Abbildung 4.7:** Ergebnisse aus der Vorwärmung für  $V_{ST} = 20\text{m}^3$

Zur Bewertung des Austromverluste wurden die tatsächliche in das System eingebrachte mit der theoretisch möglichen Enthalpiemenge in die Diagramme 4.4 bis 4.7 u. l. eingetragen. Es zeigt sich, dass bei Speisewasservolumina von 5 und  $10\text{m}^3$  annähernd die gesamte eingebrachte Energie ( $> 95\%$ ) im System verbleibt. Bei einem Speisewassertank von  $20\text{m}^3$  sind mit ähnlicher Ausnutzung noch Puffertankgrößen von  $8\text{m}^3$  möglich. Steigert man das Speisewasservolumen auf 30 bzw.  $40\text{m}^3$  so wer-

den selbst mit kleinen Puffertankgrößen von  $5 \text{ m}^3$  nur 80 bzw. 60 % der in das System transportierten Enthalpie auch tatsächlich zur Vorwärmung genutzt. Ein wesentlicher Einfluss des Sättigungsdrucks ist hier ebenfalls nicht zu beobachten.

Die Verdrängung des kalten Wassers kann vor allem durch die Vergrößerung des Puffertanks verstärkt werden. In den Diagrammen 4.4 bis 4.7 u. r. ist ersichtlich, dass die Verdrängung pro 1000 l Tankinhalt beim Puffertank um den Faktor 3 bis 4 höher ist. Mit  $1 \text{ m}^3$  zusätzlichen Speisewassertankvolumens können weitere 220 kg Fluidmasse aus dem System verdrängt werden. Hingegen können bei gleicher Erhöhung der Puffertankgröße 730 kg der Wassermasse aus dem System verdrängt werden. Die Verläufe der Wassermassen im System über den Volumina der Tanks verhalten sich im untersuchten Bereich linear. Ursache für die stärkere Verdrängung bei Zunahme des Volumens im Puffertank ist, dass im Puffertank mehr zusätzliche Enthalpie im Vergleich zum Speisewassertank gespeichert wird. Diese wird bei der Expansion in das Rohrsystem und der somit einsetzenden Verdampfung in Volumenänderungsarbeit gewandelt, die das Wasser verdrängt. Mit der Wahl der Speicherkapazitäten zu  $20 \text{ m}^3$  des Speichertanks und  $14 \text{ m}^3$  des Puffertanks kann annähernd die Fluidmasse nach dem Vorwärmvorgang auf die Masse bei Normalbetrieb verringert werden, was aber nicht mit dem Erreichen des thermodynamischen Profils der Zustandsgrößen zum Zeitpunkt III gleichzusetzen ist. Vielmehr breitet sich, durch die große Pufferkapazität und den niedrigen Systemdruck, der Dampf weit in die Verdampfer- bzw. Vorwärmstrecke aus. Die Temperaturen der Vorwärmstrecke im Zustand II können somit auch über den Temperaturen des Normalbetriebs liegen, wo beispielsweise im Speisewasserverteiler ein unterkühltes, aus dem Kondensator gespeistes, Medium vorliegt. Der Sättigungsdruck hat wiederum kaum Einfluss auf diese Bewertungsgröße.

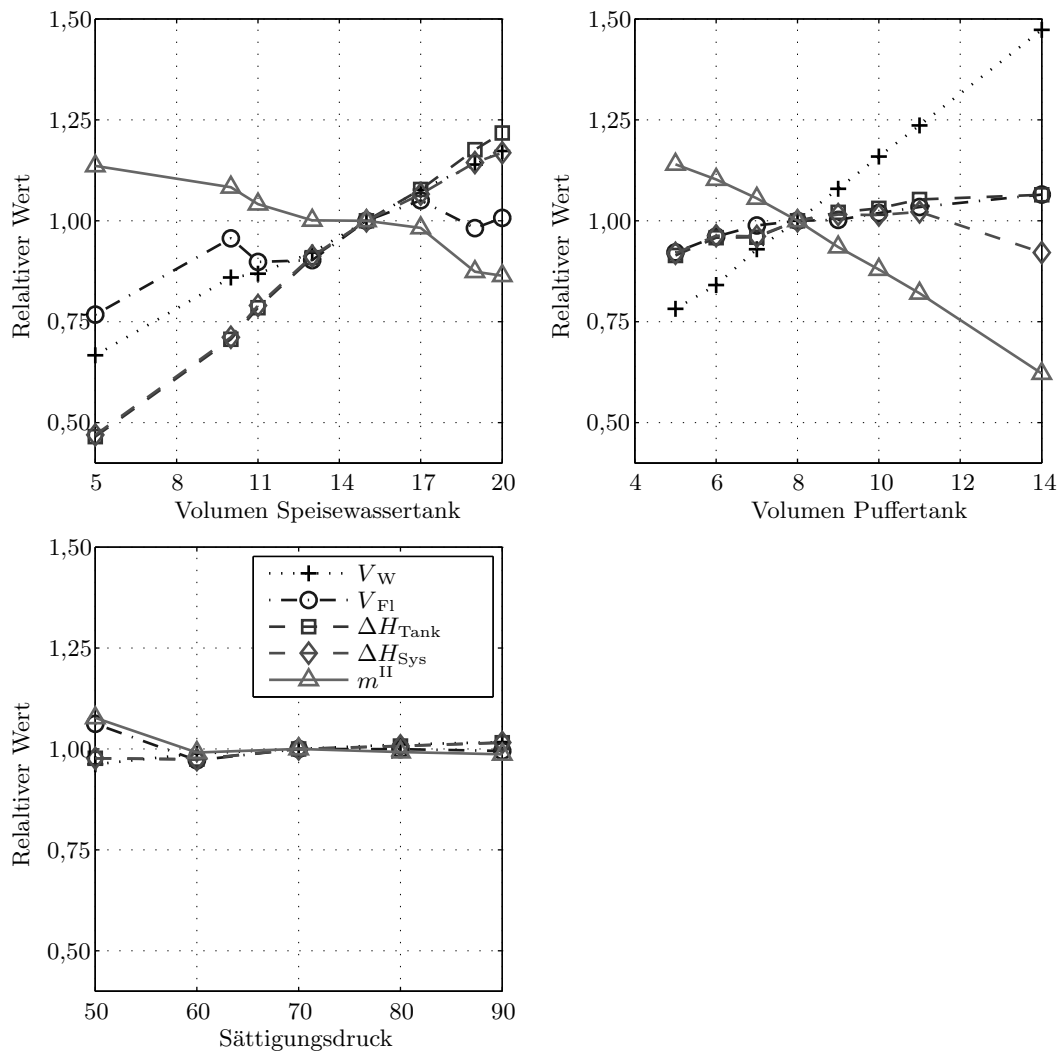
Das im Zentrum stehende Referenzkraftwerk wurde noch einer Sensitivitätsanalyse unterzogen. Dabei wurden die Parameterabstände um die Referenz weiter verfeinert, um genauere Ergebnisse zu erhalten. Man kann das vorher beschriebene Verhalten auch hier wieder finden. In Abbildung 4.8 sind die Abhängigkeiten von den Parametern dargestellt. Der gemeinsame Schnittpunkt in jedem Diagramm stellt den Referenzfall dar, alle Ergebnisse wurden auf diesen Wert bezogen. Somit sind die relativen Abweichungen der Bewertungsgrößen aus den Diagrammen ablesbar. Die errechneten Werte des Referenzfalls sind in Tabelle 4.8 zusammengefasst.

**Tabelle 4.8:** Ergebnisse des Referenzfallss ( $V_{\text{ST}} = 15 \text{ m}^3$ ,  $V_{\text{PT}} = 8 \text{ m}^3$ ,  $p_{\text{PT}} = 70 \text{ bar}$ )

$\Phi_{\text{W}}$	$\Phi_{\text{Fl}}$	$\Delta H_{\text{Tank}}$	$\Delta H_{\text{Sys}}$	$m^{\text{II}}$
35,6 %	58,0 %	4,02 GJ	3,99 GJ	13,3 t

In der Parameterstudie und vor allem aus der Sensitivitätsanalyse wird deut-

#### 4.5 Parameterstudie zur Kapazitätsbemessung der Tanks



**Abbildung 4.8:** Sensitivitätsanalyse der Parameter. Die Auswertungskriterien sind auf die Werte des Referenzsystems bezogen.

lich, dass der Einfluss des Sättigungsdrucks auf alle Bewertungskriterien marginal ist. Dies liegt daran, dass sich die Dichte der gesättigten Fluide bei steigendem Druck annähert. Die Vorgabe des Drucks legt, zusammen mit der Füllstandsvorgabe von 80 % im Puffertank, den Dampfgehalt<sup>4</sup> fest. Somit stellen die in Tabelle 4.9 aufgeführten Größen die Proportionalitätsfaktoren zur Berechnung der Tankmas-

<sup>4</sup>in diesem Druckbereich rund 1 %

#### 4 Simulation von Rückströmvorgängen während des Anfahrvorgangs

se in den Volumina dar. Damit ist ersichtlich, dass erwartete Vorteile eines höheren Sättigungsdruck durch eine geringere enthaltene Masse und damit gespeicherte Energiemenge zum Teil kompensiert werden.

**Tabelle 4.9:** Der Einfluss des Sättigungsdrucks auf die enthaltene Masse im Tank.

Druck $p[\text{bar}]$	kg Dampf im Volumen $x\rho\left[\frac{\text{kg}_D}{\text{m}^3}\right]$	kg Wasser im Volumen $(1-x)\rho\left[\frac{\text{kg}_W}{\text{m}^3}\right]$	Niveau [%]	Energie <sup>*)</sup> [MJ]
50	5,077	621,7	104,3	5769,7
70	7,332	593,7	100,0	6055,7
90	9,797	566,5	95,8	6211,1

<sup>\*)</sup> bei einem Puffertankvolumen von  $8\text{ m}^3$

Aus der Kapazitätsberechnungen lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

- sehr große Speisewassertanks nutzen nicht ihre gesamte gespeicherte Energie zur Vorwärmung, da ab einem bestimmten Tankvolumen der Ausflussverlust ebenfalls anwächst.
- der Speisewassertank ist vor allem zur Vorwärmung geeignet.
- mit dem Inhalt des Puffertanks lässt sich eine starke Verdrängung des Wassers realisieren.
- das untersuchte Druckniveau spielt während der Vorwärmung keine entscheidende Rolle

## 4.6 Simulation des gesamten Anfahrvorgangs

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten auf die regelungstechnischen Aspekte, die Betriebsstrategie und Kapazitätsbestimmung eingegangen wurde, soll in diesem Abschnitt eine detaillierte thermodynamische Analyse der Vorgänge im Referenzsystem, nach Abschnitt 4.5.1, durchgeführt werden. Die Analyse wird anhand der in Tabelle 4.4 definierten Phasen schrittweise durchgeführt. Dieser Abschnitt basiert auf den erstellten Modellen und stellt somit auch eine Machbarkeitsstudie zur anschaulichen Demonstration der Simulation komplexer, zweiphasiger Systeme mit Rückstrommöglichkeit dar.

### 4.6.1 Einleitung

Die nachfolgenden Ausführungen zu den fluid- und thermodynamischen Vorgängen dienen zum tiefergehenden Verständnis des Systemverhaltens bei Anfahrvorgängen

#### 4.6 Simulation des gesamten Anfahrvorgangs

mit wechselnden Strömungsrichtungen. Hier werden die Auswirkungen beschrieben, die durch die Regel- und Steuereingriffe hervorgerufen werden. Aus ihrer Erkenntnis können weitergehende Ansätze und Verfeinerungen für zukünftige, weiter ausgereifte Steuerungen gewonnen werden.

Im nachfolgenden Abschnitt werden unterschiedliche Diagramme verwendet. Im Zentrum stehen die Darstellungen der Parameter zu ausgewählten, interessanten Zeitpunkten über dem Ort im Solarfeld, Abbildungen 4.13 und 4.14. Damit lässt sich ein Überblick über das gesamte System schnell verwirklichen. Es sind dabei die maßgeblichen und anschaulichen Größen des Systems dargestellt: Massenstrom, Druck, Enthalpie, Wandtemperatur, Dampfgehalt und Dichte. Diese sechs Diagramme finden sich zweimal, unterschieden durch ihre Flussrichtung, wieder. Die Abkürzungen SWV steht für Speisewasserverteiler, ABS für Absorber und FDS für Frischdampfsammler. Auch wenn auf die Diagramme in den nachfolgenden Abschnitten nicht direkt verwiesen ist, sollen sie stets der Überschaubarkeit des Gesamtzustandes dienen. Neben den Ortsdiagrammen werden auch zeitliche Verläufe von Systemgrößen gezeigt, zu denen im Text direkt Bezug genommen wird. Sie dienen dem Verständnis zum Verhalten von Größen an wichtigen Positionen im Solarfeld im Laufe des Anfahrvorgangs.

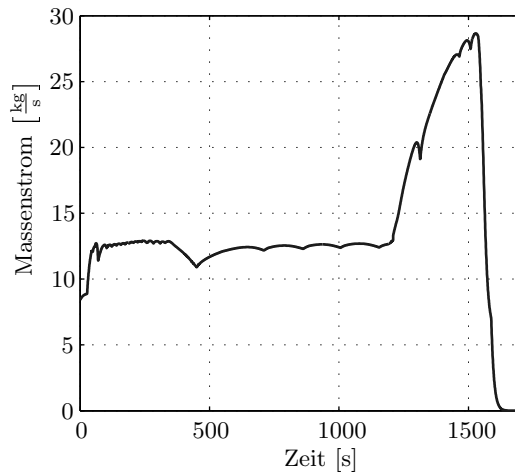
##### 4.6.2 Phase 1: Entladung des Speisewassertanks

Der Aufwärmvorgang startet noch vor Sonnenaufgang. Dabei wird der Beginn so gesetzt, dass nach Entladen der beiden Tanks mit der solare Einkopplung gestartet werden kann. Phase 1 beginnt mit der Entladung des Speisewassertanks. Die vom  $15\text{ m}^2$  großen Speisewassertank in das Rohrsystem übertragene Energie beträgt  $4061\text{ MJ}^5$ , der mittlere Enthalpiestrom mit  $3204\text{ kW}$  wird dabei der Dauer von  $1167\text{ s}$  entnommen. Das im Speisewassertank gesättigte Wasser verdampft sofort beim Eintritt in die Zuleitung. Dies hat eine Massenstromerhöhung im gesamten nachfolgenden Rohrsystem zur Folge, da der entstehende Dampf das unterkühlte, inkompressible Fluid vor sich her treibt. Der Massenstrom beträgt in dieser Phase am Austritt annähernd konstante  $12,7\frac{\text{kg}}{\text{s}}$ , die Differenz zum Pumpenmassenstrom von  $3,5\frac{\text{kg}}{\text{s}}$  ist demzufolge der Verdampfung zuzuschreiben, Abbildung 4.9. Am Austritt wird Wasser mit einer mittleren Enthalpie von  $297,9\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$  aus dem System verdrängt. Somit kann davon ausgegangen werden, dass sämtliche Energie in das System verlustfrei<sup>6</sup> eingebracht wird. Das sich während der ersten Phase entwickelnde Druckprofil bildet sich in den ersten  $50\text{ s}$  bereits vollständig aus und erreicht in der Zuleitung am Tank den Wert von  $7,5\text{ bar}$ , vgl. Abbildung 4.13. Das warme Wasser aus dem Speisewassertank verdrängt das kalte Wasser und wärmt die großen Metallmassen. Der Einfluss

---

<sup>5</sup> $E = \int \dot{m}(h(t) - h_0)dt$ , mit  $h_0$  als Startzustand im Feld

<sup>6</sup>die Wärmeverluste des aufgewärmten Stahls an die Umgebung seien vernachlässigt



**Abbildung 4.9:** Massenstromaustrag aus dem Absorbersystem.  
Phase 1:  $t = 0 \dots 1167$  s  
Phase 2:  $t = 1167 \dots 1512$  s

des warmen Wassers reicht bis in den Absorberstrang hinein. Etwa 200 m des Absorberstrangs sind dabei vollständig auf das Temperaturniveau des warmen Wassers erwärmt worden. Innerhalb der nächsten 500 m bildet sich die Temperaturfront aus, die stromabwärts fortschreitet, vgl. Abbildung 4.13.

#### 4.6.3 Phase 2: Entladung des Puffertanks

Während der 345 s der Phase 2 werden 2663 MJ heißes Wasser aus dem Puffertank in das Rohrsystem übertragen, der mittlere Enthalpiestrom beträgt dabei 7719 kW. Wiederum kommt es zur unmittelbaren Verdampfung beim Austritt aus dem Tank, es werden Dampfgehalte von 20 % erreicht. In diesem Phasenabschnitt ist allerdings keine schnelle Erhöhung des Massenstroms am Kondensator zu beobachten. Da sich in der Zuleitung im Laufe der ersten Phase bereits Dampf in den ersten 450 m des Rohrsystems gebildet hat ( $x \leq 1\%$ ), vgl. Abbildung 4.13, und damit die Dichte des Zweiphasengemisch etwa bei der Hälfte der flüssigen Phase liegt, wird das verdrängte Wasser zunächst in diesem Bereich gepuffert. Hintergrund ist, dass sich durch den Druckanstieg kurz nach Öffnens des Puffertanks diese Dampfphase kondensiert und somit die einzelnen Bilanzräume im Rohrsystem die Masse aufnehmen können ohne sie direkt stromabwärts weiter zu geben. Bis die Speicherkapazität der Bilanzräume erreicht ist verstreichen etwa 60 s, anschließend ist ein erster Anstieg am Kondensatorauslass zu verzeichnen. Der Massenstrom beginnt innerhalb von 300 s auf seinen Endwert von  $27,7 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  anzusteigen, in dieser Zeit ist ebenfalls ein schnelles Anwachsen des mittleren Druckniveaus zu beobachten, der stationäre Verlauf für Phase 2.1 wird erreicht. In diesem Phasenabschnitt liegt der Dampfgehalt in der Zuleitung, den Frischdampfsammler und den Überhitzern bei 10 bis 15 %. Während der Druckabsenkung im Puffertank, Phase 2.2, strömt eine gesättigte Dampfmasse von 421 kg aus



#### 4.6 Simulation des gesamten Anfahrvorgangs

dem Puffertank. Der resultierende Druckabfall im Tank beträgt 40,5 bar auf 20 bar. Während der Entspannung sinkt mit dem Druck auch die Sättigungsenthalpie im Sumpf. Damit wird in dieser Zeit Fluid mit niedrigerer Enthalpie in das System eingebracht. Die Enthalpie des Gemischs im Tank sinkt von  $1352 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$  auf  $1011 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$  ab.

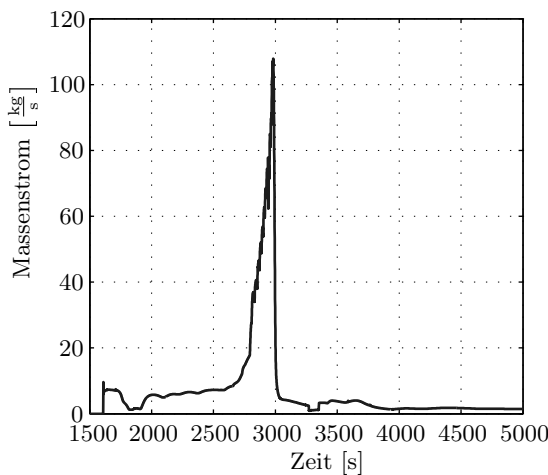
##### 4.6.4 Phase 3: Vorbereitung der Rezirkulation

Nachdem der Puffertank auf 30 % entleert wurde, wird der Auslass zum Kondensator geschlossen. Nach dem Schließen des Kondensatorventils ist das gesamte Druckniveau im Rohrsystem auf 20 bar angestiegen. Der Dampfgehalt sinkt infolge des erhöhten Drucks auf 6 % ab. Das Fluid kommt im unterkühlten Bereich zum liegen. Lediglich in den zweiphasigen kompressiblen Bereich wird weiterhin Masse aus dem Puffertank durch die Pumpe transportiert. Die Schaltung der Ventile 2 und 21 ändert die Strömungsrichtung. Damit wird das warme Wasser nun über den Speisewasserverteiler in den Absorber transportiert, das verbliebene kalte Wasser wird wiederum in die Absorber gedrückt. Um ein Leerlaufen des Puffertanks zu verhindern, wird die Einspritzregelung in Phase 3 aktiviert. Damit ist das System für den Betrieb der globalen Rezirkulation vorbereitet. Seit Beginn des Anfahrvorgangs sind nun 1638 s vergangen, der Startpunkt wurde so gewählt, dass der Abschluss der Phase 3 mit dem Sonnenaufgang erreicht wird.

##### 4.6.5 Phase 4: Globale Rezirkulation und Fokussierung der Parabolspiegel

Ab der Phase 4 wird nun das Fluid in entgegengesetzter Richtung von der Zuleitung über den Frischdampfsammler ins Feld geführt. Die globale Rezirkulation schließt sich über den Frischdampfsammler. Aus den vorangegangenen Phasen herrscht vor und in dem Abscheider Zweiphasengebiet. Durch den Richtungswechsel füllt sich der Abscheider, der Ausgang am Sumpf bleibt in dieser Phase geschlossen. Bis der Abscheider gefüllt ist, trennt er die Phasen auf. In den Überhitzer gelangt nur Dampf. Dieser Abschnitt dauert etwa 200 s. In dieser Zeit ist im gesamten Feld vor dem Abscheider ausschließlich unterkühltes Medium und nach dem Abscheider reiner Dampf vorhanden. Der Dampf im Abscheider hat zur Folge, dass nur wenig Wasser aus dem Solarfeld in den Puffertank zurückfließen kann. Die Einspritzregelung spritzt dementsprechend Wasser ein. Zwischen den Zeiten 1610 und 2760 s wird 2,8 t Wasser eingespritzt. Dies hat zu Beginn die Folge, dass das Druckniveau im Rohrsystem von 20 auf 15 bar abfällt. Etwa 500 s nach der Fokussierung der Parabolspiegel beginnt der Druck durch die Wärmeeinkopplung anzusteigen. Die Einstrahlleistung ist zu diesem Zeitpunkt bis auf  $288 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$  geklettert. Zum Zeitpunkt  $t=2650$  s beginnt im Vorwärmer Verdampfung einzusetzen. Verdampft wird hier die Fluidmasse, die

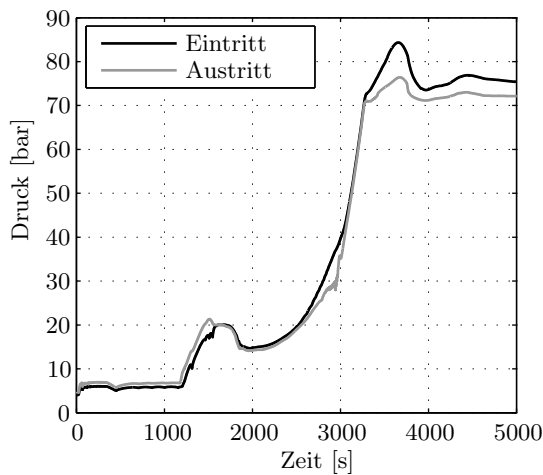
zu Beginn der Phase 4 in das System gepumpt wurden. Zu diesem Zeitpunkt lag die spezifische Enthalpie im Tank bei etwa  $1100 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$ . Die Enthalpie nahm auf ihrem Weg durch den ausgekühlten Speisewasserverteiler auf  $900 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$  ab, damit lag sie bei knapp 20 bar Systemsdruck über der Sättigungsenthalpie. Der Ursprung der einsetzenden Verdampfung hat somit ihren Ausgangspunkt in den gespeicherten Wassermassen des Puffertanks. Die Einstrahlung auf den Absorber hat zu diesem Zeitpunkt 57 % erreicht. Infolge der einsetzenden Verdampfung breitet sich der Dampfbereich innerhalb von 500 s stromabwärts bis zum Eingang des Puffertanks aus. Der Dampfgehalt steigt dabei in der Vorwärm-/Verdampferstrecke kontinuierlich auf 50 % an. Der Dampf treibt das gesamte Wasser, das zu Beginn der Verdampfung in weiten Strecken des Rohrsystems unterkühlt vorlag, in den Puffertank, Abbildung 4.10. Die in den Puffertank transportierte Menge beläuft sich dabei auf 14,7 t, dies ent-



**Abbildung 4.10:** Massenströmszufluss des Feldes in den Puffertank.  
Phase 3:  $t = 1512 \dots 1688$  s  
Phase 4:  $t = 1688 \dots 4850$  s

spricht einen mittleren Eintrag von  $31,2 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ , es werden Spitzen von über  $100 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  beobachtet. Dies lässt den Füllstand des Puffertanks schnell ansteigen, ab 40 % des Füllstandes wird durch die Füllstandskontrolle aus dem Tank Wasser entnommen. Zur Sollwerteinhaltung mussten 8,9 t Wasser innerhalb von 166 s dem System entnommen werden. Nach der starken Wasserabnahme im System reagiert das System dynamischer auf die Einstrahlung, die mittlerweile bei 75 % der Maximalstrahlung angekommen ist. In den nächsten 300 s steigen alle Zustandsgrößen rasant an. Der Druck im Rohrsystem, Abbildung 4.11, steigt von 40 auf 70 bar, der Dampfgehalt steigt am ÜberhitzerAusgang auf 100 % an und die Sättigungsenthalpie im Sumpf des Puffertank steigt von 1000 auf  $1267 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$ . In diesem Abschnitt wird der letztendliche Systemsdruck von 70 bar erreicht. Ein Entnahmeventil am Ende des Frischdampfsammlers wird geöffnet, um Dampf zu entnehmen und einen weiteren Druckanstieg zu verhindern. Der Massenstrom an der Entnahmestelle steigt innerhalb von 60 s auf

#### 4.6 Simulation des gesamten Anfahrvorgangs



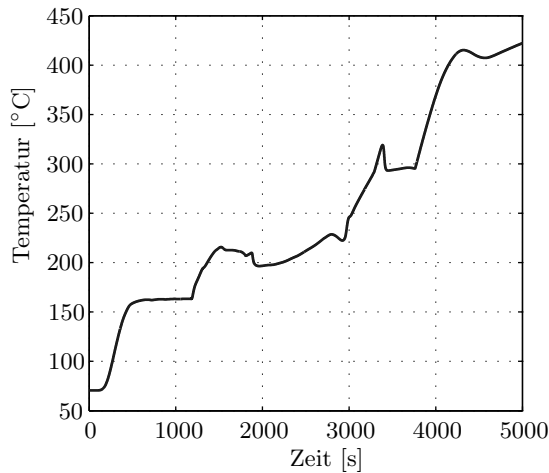
**Abbildung 4.11:** Druckverlauf an beiden Enden des Absorberstrangs.  
Phase 1:  $t = 0 \dots 1167$  s  
Phase 2:  $t = 1167 \dots 1512$  s  
Phase 3:  $t = 1512 \dots 1688$  s  
Phase 4:  $t = 1688 \dots 4850$  s  
Phase 5: ab  $t = 4850$  s

den Schwellenwert von  $5 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  an, der die Speisewasserzufuhr aktiviert ( $t=3334$  s).

Ab 3400 s fällt der Dampfgehalt ab. Grund dafür ist die wiederum aktivierte Einspritzung in den Puffertank, der Füllstand sank in der Zwischenzeit von 40 % auf 10 % seines Füllstandes ab. Durch die Einspritzung wird der Massenfluss in den Puffertank von etwa 1 auf  $4 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  angeregt. Die Strömungsgeschwindigkeit erhöht sich somit im gesamten Absorbersystem und die Verweildauer des Fluids im Absorber sinkt. Damit verkürzt sich die Zeit der Leistungseinkopplung (Niveau 80 %). Das Fluid erreicht nicht mehr die notwendige Enthalpie, um die Dampfqualität zu gewährleisten. Nachdem der angeregte Massenfluss in den Puffertank wieder auf konstante  $1,5 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  abgefallen ist stabilisiert sich die Dampfqualität am Ende des Überhitzers wieder auf 100 %. Dieser Wert wird ab  $t=3760$  s immer erreicht. In den nächsten 1300 s steigt die Speisewasserzufuhr auf  $6 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  und die Frischdampf Temperatur auf  $410^\circ\text{C}$  an, Abbildung 4.12. Der rezirkulierte Massenstrom beträgt  $2,4 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$

##### 4.6.6 Phase 5: Einkopplung des erzeugten Dampfes in das Maschinenhaus

Ab 4850 s ist die Temperatur von  $410^\circ\text{C}$  im Überhitzer erreicht. Der Dampfmassenstrom beträgt  $6 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ . Das System verhält sich zu diesem Zeitpunkt relativ stabil, d.h. die Fluidparameter unterliegen zwar Schwankungen, allerdings treten diese weder kurzweilig, noch stark auf. Der Dampf hat mittlerweile Temperaturen erreicht, die die Turbine und weitere Teile auf Temperatur bringen kann, um mit der Stromproduktion beginnen zu können. Seit Sonnenaufgang sind bis zu diesem Zeitpunkt 3312 s vergangen.



**Abbildung 4.12:** Temperatur am Ende des Überhitzers.

Phase 1:  $t = 0 \dots 1167$  s

Phase 2:  $t = 1167 \dots 1512$  s

Phase 3:  $t = 1512 \dots 1688$  s

Phase 4:  $t = 1688 \dots 4850$  s

Phase 5: ab  $t = 4850$  s

#### 4.6.7 Abschließende Phasen

Der nächste einzuleitende Schritt ist die Regelung der Absorberaustrittstemperatur mit Hilfe der Speisewasserzufuhr. Das Ziel der Regelung ist die Stabilisierung der Austrittstemperatur. Weiterhin wird der Normalbetrieb bei lokaler Rezirkulation betrieben, um die Regelbarkeit des Systems bei veränderlicher Einstrahlung zu verbessern. In Phase 5 ist die Pumpe des Abscheiders nicht aktiv. Das Feld wird im sogenannten Durchlaufmodus betrieben. Aktiviert man die Abscheiderpumpe, so wird der rezirkulierte Teil des Fluids nicht mehr über den Überhitzer, sondern direkt vom Abscheider in den Puffertank geführt. Das Ventil 4 kann dann geschlossen werden. Das Feld befindet sich somit im Zustand des Normalbetriebs, der Anfahrvorgang ist abgeschlossen.

#### 4.6.8 Fazit

Die Simulationsergebnisse zeigen die neu gewonnenen Möglichkeiten zur Untersuchung von Solarfelder mit den erstellten Modellen. Ein kompletter Anfahrvorgang demonstriert die Rückstromfähigkeit der Modelle. Die Ergebnisse zeigen die auftretenden Problemstellungen, die der Ingenieur beim Gesamtentwurf zu berücksichtigen hat. Beim Wechsel der Strömungsgeschwindigkeit muss der Druckausgleich zwischen Puffertank und Frischdampfsammler vollzogen werden, um einen Massenfluss vom Feld in den Puffertank zu ermöglichen. Weiterhin wirken sich Änderungen im Puffertank ab Phase 3 merklich auf den Feldzustand aus, da er, zum einen, die Quelle für die Wasserzufuhr in den Speisewasserverteiler ist und, zum anderen, den Druck am Ende der Absorberstrecke festlegt. Damit der Puffertank ab Phase 4 nicht leerläuft muss ihm kaltes Wasser zugeführt werden, somit wird die spezifische Enthalpie im

#### 4.6 Simulation des gesamten Anfahrvorgangs

Puffertank und das Druckniveau sowohl im Tank als auch im Feld abgesenkt. Ein Ansatz, um dies zu verhindern, ist früher mit der Drainage aus den Abscheidern zu beginnen. In der Strecke vom Speisewasserverteiler bis zu den Abscheidern herrscht ein deutlich geringerer Dampfanteil, was eine Rückführung in den Puffertank vereinfacht und somit ein Leerlaufen (und die damit notwendige Einspritzung) verhindern kann.

Ebenfalls werden die langen Totzeiten des Systems in den Ergebnissen offensichtlich, die bei einer Anlaufsteuerung des Kraftwerks zu berücksichtigen sind. Die geringen Strömungsgeschwindigkeiten führen zu Verzögerungen von mehreren Minuten. Beispielsweise setzt die Verdampfung im Absorber, die ihren Ursprung in einer (kurzzeitigen) hohen Enthalpie im Puffertank besitzt, deutlich verzögert ein. Die kurzzeitige, hohe Enthalpie im Tank zieht erhebliche Auswirkungen auf das System nach sich. Die Totzeiten erschweren somit die Steuerbarkeit des Systems.

In den Simulationen zeigte sich, dass sich nach Einsetzen der Verdampfung in Phase 4 sehr hohe Massenströme im System bewegen. Massenströme von über  $100 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ <sup>7</sup> sind zu beobachten, diese werden in den Puffertank geführt und müssen dort sicher aus dem System entnommen werden. Dies stellt erhebliche Ansprüche an die Pumpen, die dies zu bewerkstelligen haben. Nachdem durch diesen Wasserschwall die Wassermasse im Solarfeld stark abgenommen hat, zeigt sich, dass sich die Dynamik im System deutlich verbessert hat. Innerhalb von etwa 5 Minuten wird das System auf seinen Zieldruck gebracht. Der Anfahrvorgang dauert insgesamt etwa 5000 s, anschließend kann auf das *normale* Steuerprogramm des solarthermischen Kraftwerks gewechselt werden.

##### 4.6.9 Optimierungspotenziale

Als wichtigen Aspekt des Anfahrvorgangs ist die einfache Steuer- und Regelbarkeit des Gesamtsystems zu nennen. Dies kann leichter erreicht werden, wenn transiente durch eindeutig festgelegte Randbedingungen ersetzt werden können. In den bisherigen Simulationen orientierte sich der Massenzufluss der Speisewasserpumpe ab Phase 4 nach dem Massenstrom der Dampfentnahmestelle. Die Mischung aus Speisewasser und Puffertankwasser am Eintritt des Systems hatte eine zeitlich veränderliche spezifische Enthalpie. Es ist möglich, die unterschiedlichen Massenanteile von Puffer- und Speisewasser nach einer geführten Sollenthalpie zu mischen. Die definierte Randbedingung am Eintritt des Feldes verspricht die Steuerbarkeit und Vorhersagbarkeit des Systems zu erhöhen.

Ebenfalls von besonderer Bedeutung ist die weitere Verkürzung des Anfahrvorgangs. Bisher werden zwei Ansätze der Vorwärmung untersucht: die Entladung in<sup>8</sup>

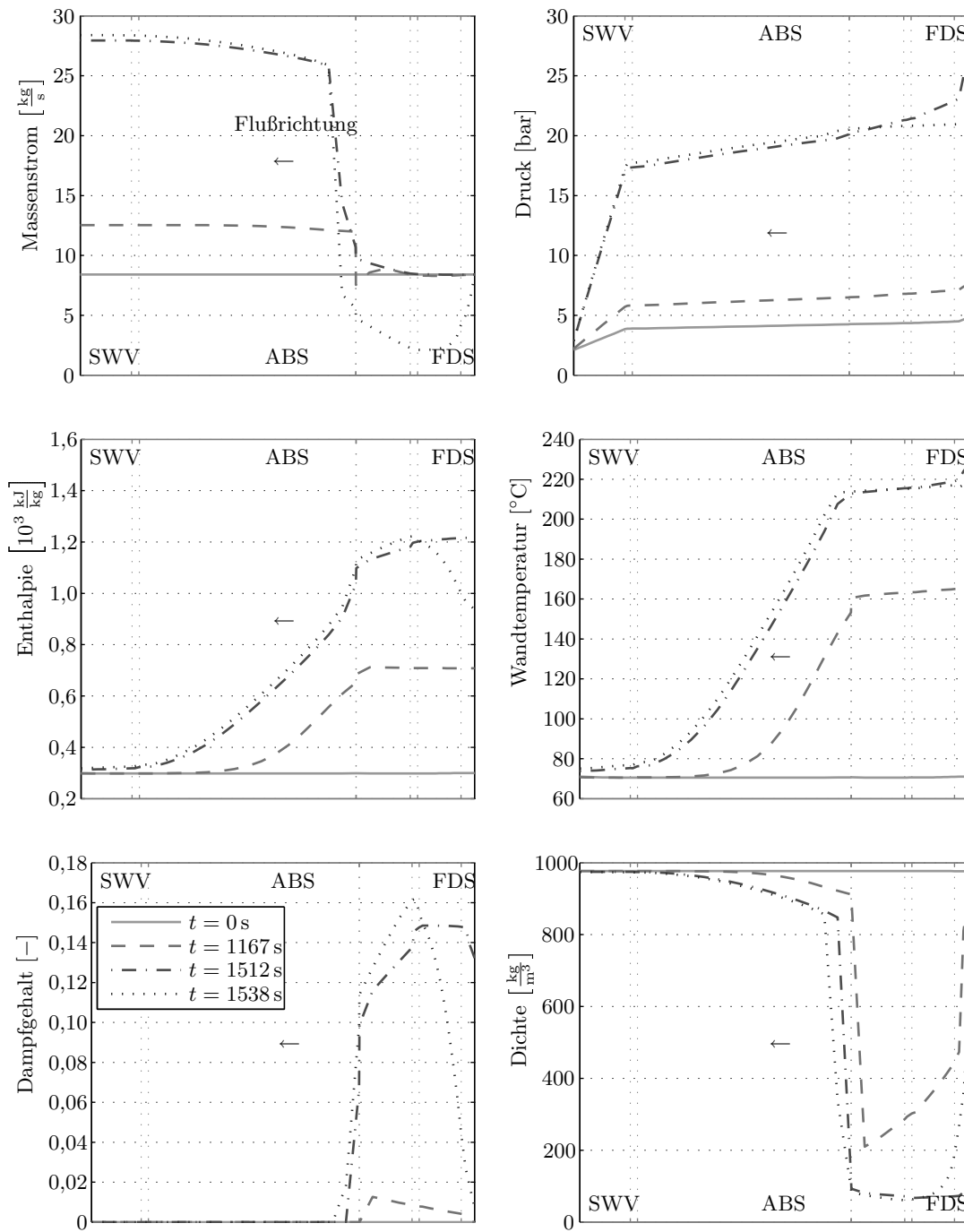
---

<sup>7</sup>vergleiche dazu den Massenstrom im Normalbetrieb von  $8,4 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$

<sup>8</sup>im Projekt SOLDI

und entgegen der Strömungsrichtung des Normalbetriebs. Die Verbindung beider Ansätze verspricht ebenfalls interessante Aspekte. In den Simulationen zeigte sich, dass die große Wassermenge, die in Phase 4 aufgrund einsetzender Verdampfung im Absorber in den Puffertank transportiert wird, zwei Effekte bedingt. Die vorgeheizte Wandtemperatur im Überhitzer und Frischdampfsammler wird durch das kältere Wasser, das jetzt über den Frischdampfsammler in den Puffertank gepumpt wird, abgesenkt. Außerdem treibt der verhältnismäßig kalte Wasserschwall das warme Fluid, das zu Beginn im Frischdampfsammler vorlag, in den Puffertank und füllt diesen bis zum Erreichen der oberen Füllstandsmarke auf. Die Füllstandsregelung entnimmt das gemischte, warme Wasser dem System. Ein Ansatz ist denkbar, in dem nach der Vorwärmung von Frischdampfsammler und Überhitzer mit dem verbleibenden, gespeicherten heißen Wasser die Verdrängung in Richtung des Normalbetriebs durchgeführt wird. Dabei soll das verdrängte Wasser nicht in den Überhitzer geleitet, sondern bereits aus dem Abscheider dem Feld entnommen werden. Somit wird sichergestellt, dass nur kaltes Wasser das System verlässt und außerdem das gewünschte Temperaturprofil dem des Normalbetriebs entspricht. Mit dieser Betriebsstrategie kann das gespeicherte Wasser besser genutzt werden, was eine Verkürzung der Anfahrdauer verspricht.

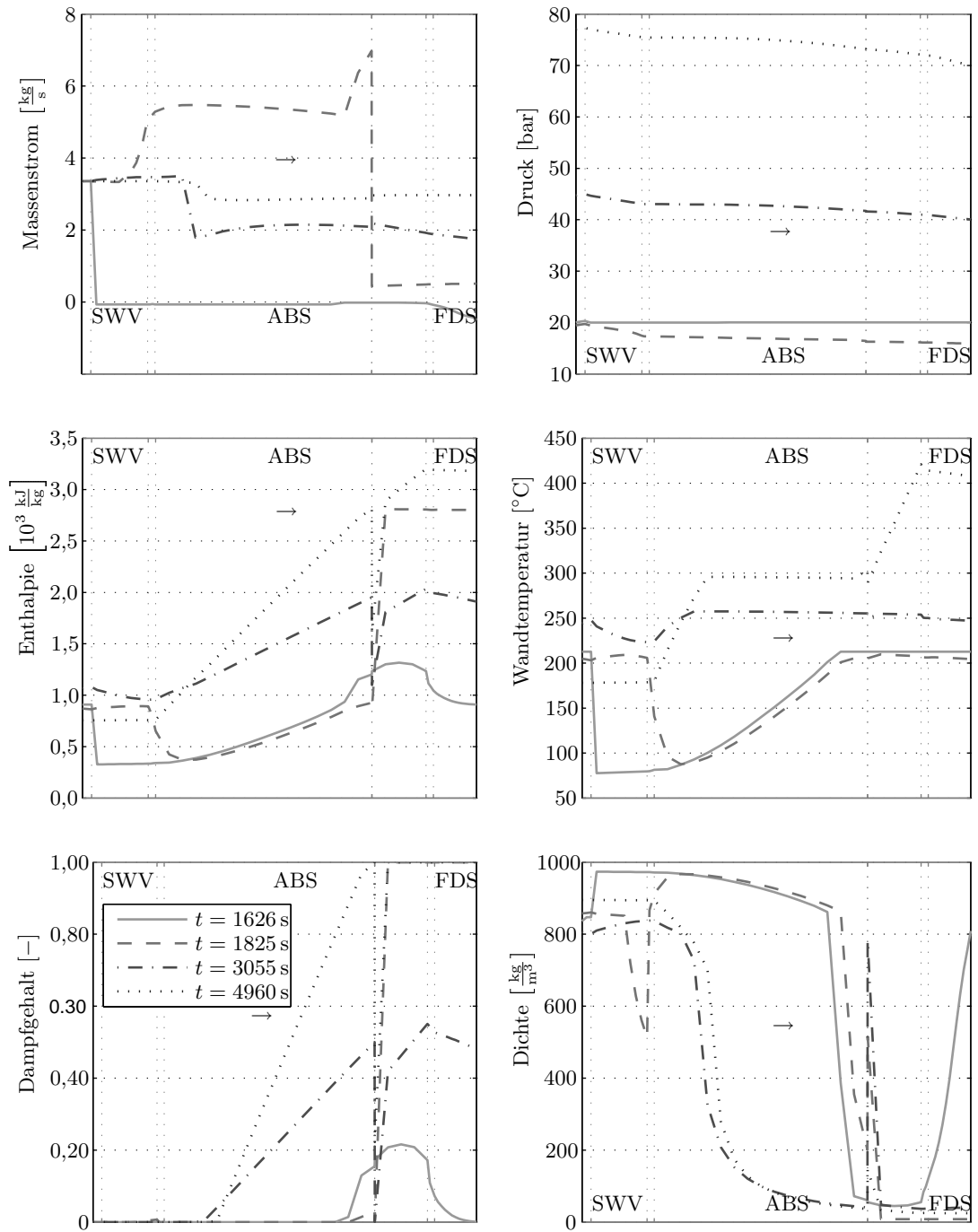
#### 4.6 Simulation des gesamten Anfahrvorgangs



**Abbildung 4.13:** Darstellung wichtiger Größen in Phase 1 und 2 des Aufwärmvorgangs

Phase 1:  $t = 0 \dots 1167 s$ ,  
Phase 2:  $t = 1167 \dots 1512 s$ ,  
Phase 3:  $t = 1512 \dots 1688 s$

#### 4 Simulation von Rückströmvorgängen während des Anfahrvorgangs



**Abbildung 4.14:** Örtliche Darstellung wichtiger Größen in den Phasen 3 bis 5 mit Strömungsrichtung des Normalbetriebs  
 Phase 3:  $t = 1512 \dots 1688 \text{ s}$ ,  
 Phase 4:  $t = 1688 \dots 4850 \text{ s}$ ,  
 Phase 5: ab  $t = 4850 \text{ s}$



## 5 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit stehen Anfahrvorgänge von solarthermischen Kraftwerken mit direktverdampfenden Parabolrinnenkollektoren im Mittelpunkt. Ziel der Arbeit ist es zum einen, für dieses System ein Werkzeug zu erschaffen, das Strömungen mit wechselnden Richtungen abbilden kann. Mit diesem neuen Werkzeug werden einleitende Analysen zu dem Ansatz der Feldvorwärmung mit dem Ziel, ähnliche Temperaturprofile zum Normalbetrieb zu erhalten, durchgeführt.

Im ersten Teil kann gezeigt werden, dass durch die Einführung weiterer Größen in den Konnektor die Abbildung von Modellen ohne fest vorgegebene Strömungsrichtung möglich ist. Entscheidend ist dabei die Größe Enthalpiestrom. Die scheinbar redundante Definition zu Massenstrom und spezifischer Enthalpie ermöglicht einen Massen- und Energietransport, deren Richtung während der Laufzeit durch den momentanen Druckgradienten errechnet wird.

Aufbauend auf diesem neuen Konnektoransatz werden sämtliche Modelle und deren Anpassungen vorgestellt. Im Zentrum stehen dabei vor allem die thermofluidmechanischen Modelle des Parabolkollektors. Bei den neu erstellten Modellen zeigen sich einige Schwierigkeiten, die beim Erliegen des Massenstroms auftreten. Die Druckverlustkorrelation erweist sich während der numerischen Integration bei sehr kleinen Druckgradienten als problematisch. Der Zusammenhang zwischen Massenstrom und Druckgradient  $\dot{m} \propto (\partial p / \partial x)^{4/7}$  verursacht in seiner Ableitung bei Druckausgleich eine Polstelle. Damit sinkt die Konvergenzgeschwindigkeit drastisch. Zur Behebung wurde ein weiterer Term in die Korrelation eingefügt, der das Problem der unbeschränkten Ableitung verhindert.

Außerdem zeigt sich, dass die Modelle bei erliegendem Massenstrom physikalisch nicht begründete, hochfrequente Oszillationen verursachen. Die Oszillationen verlängern deutlich die Simulationsdauer. Die durchgeführte Stabilitätsanalyse zeigt, dass die Ursache für dieses Phänomen sehr schlecht konditionierte Systemmatrizen sind. Ausgehend von dieser Analyse werden mehrere Ansätze zur Behebung untersucht. Die in den Systemgleichungen enthaltenen Ableitungen wurden analytisch berechnet, um die numerische bedingte Ungenauigkeit zu beheben. Ebenfalls wurde eine Normierung der Zustandsgrößen durchgeführt, um die stark unterschiedlichen Größenordnungen der Ergebnisse anzugleichen. Außerdem wurden alle Differenzen formell durch logarithmische Ausdrücke ersetzt, um dem numerischen Phänomen der Auslöschung zu begegnen. Auch direkte Eingriffe mittels Gewichtungsfaktoren

bei der Berechnung des Massenstroms, die die Amplitude der Oszillationen auf Null zwingen sollten, wurden untersucht. Schließlich wurde ein Dämpfungsglied für die Zustandsgröße Druck eingeführt. Dabei stellt sich der Ansatz des Dämpfungsglied als erfolgreich heraus. Somit ist mit vertretbarem Zeitaufwand die Simulation von Systemen mit wechselnden Strömungsrichtungen möglich.

Mit dem neu erstellten Werkzeug wird ein Gesamtsystem zur Abbildung der Anfahrvorgänge eines Parabolrinnenfeldes aufgebaut. Während des Aufbaus des Systems zeigt sich, dass vor allem aus Sicht der Betriebsführung die Umschaltung der Strömungsrichtung problematisch ist. Hier werden verschiedene Lösungsansätze untersucht und bewertet. Mit den Vorgaben einer guten Steuerbarkeit und einer hohen Energieausnutzung wird ein Steuerungslayout entwickelt, das vollautomatisiert den Anfahrvorgang übernimmt.

Um für das betrachtete Kraftwerk eine Kapazitätsabschätzung der im Feld befindlichen Tanks machen zu können, wird eine Parameterstudie durchgeführt. Zur Bewertung werden verschiedene Parameter eingeführt. Sie beschreiben die Wand- und Fluidvorwärmung, die Ausnutzung des gespeicherten Enthalpievorrats und die Massenabnahme im Feld. Es kann gezeigt werden, dass der Sättigungsdruck in dem Puffertank keinen wesentlichen Einfluss auf diese Größen hat. Eine Volumenänderungen der Tanks wirken sich solange linear auf diese Größen aus, solange der Austromverlust von warmen Fluid nur unwesentlich ist.

Abschließend wird ein gesamter Anfahrvorgang des solarthermischen Kraftwerkes mit direktverdampfenden Parabolrinnenkollektoren dargestellt. Dabei wird die entwickelte Steuerung zugrunde gelegt. In dieser Arbeit wird detailliert beschrieben, wie sich Steuerungseinflüsse im System bemerkbar machen. Dabei treten Änderungen unmittelbar oder auch mit erheblicher Verzögerung auf. Sie sind durch die Größe des Systems und damit seiner Totzeiten verursacht. Die Erkenntnisse ermöglichen ein Ableiten von weitergehenden Optimierungen der Anfahrvorgänge.

Die Arbeit stellt einen wichtigen ersten Schritt, sowohl bei der Simulation von thermo-fluidmechanischen Komponenten mit wechselnden Strömungsrichtungen, als auch bei Simulation von Anfahrvorgängen solarthermischer Rinnenkraftwerke dar. Vorhandenen Modelle konnten auf Rückstromfähigkeit erweitert und die Bibliothek ergänzt werden. Somit konnte die Restriktion der bisherigen Modelle, Strömungen nur in einer Richtung abbilden zu können, aufgehoben werden. Mit der neuen Bibliothek ist es jetzt möglich ein breiteres Spektrum an denkbaren Lösungsansätzen, die das System des Solarfeldes betreffen, zu untersuchen. Weitere Arbeiten sollten sich auf zwei Gebieten beschäftigen, der Verbesserung des numerischen Verhaltens und der Optimierung der Anfahrvorgänge. In der Numerik ist eine weitere Verbesserung des Verhaltens, vor allem bezüglich des Zeitaufwandes, bei erliegenden Massenströmen anzustreben. Die Komplexität des vorgestellten Referenzsystems eines solarthermi-

## 5 Zusammenfassung

schen Kraftwerkes ist, was die Verschaltung und Feinheit der Ortsdiskretisierung betrifft, noch mit vertretbarem Zeitaufwand zu simulieren. Die Simulationsdauer eines kompletten Anfahrvorgangs auf einen aktuellen PC lag zwischen 0,5 und 2 Tagen.

Nach der Theorie der Numerik partieller Differentialgleichungen können die Gleichungen in verschiedene Typen unterteilt werden. Dabei sind je Typ unterschiedliche Anfangsbedingungen zu stellen und spezifische Lösungsmöglichkeiten vorhanden. Der Typ der Gleichung ist nicht fest über alle Lösungsbereiche, er kann in unterschiedlichen Bereichen variieren. Es ist vorstellbar, dass beim Erliegen des Massenstroms eine Typenänderung stattfindet. Hier sind weiterführende Aufgaben hinsichtlich der genauen Typenbestimmung und der daraus abzuleitenden Anpassung der Grundgleichungen möglich.

Ein weiterer Ansatz dieses Problem zu beheben, ist es die Diskretisierung nach der FVM beispielsweise durch Kollokation oder Finite Elemente zu ersetzen. Damit kann man die Ursachen des Verhaltens bei erliegenden Massenströmen weiter eingrenzen. Der Konnektoransatz zeigte sich hinsichtlich der Handlichkeit des Systemaufbaus vorteilhaft. Somit ist es ratsam bereits vorhandene Bibliotheken zu diesem Konnektoransatz zu migrieren oder Adapter zu erstellen, die Modelle mit unterschiedlichen Konnektoren kompatibel machen.

In den energietechnischen Arbeiten sind verschiedene Optimierungsansätze möglich. Neben dem Ziel eines kurzen Anfahrvorgangs ist ebenfalls die Einfachheit der Steuer- und Regelbarkeit ein wichtiges Kriterium. Das Ziel einer einfacheren Regelbarkeit ist durch zeitlich veränderliche Randbedingungen erschwert. Ansätze, wie beispielsweise den Zufluss eines konstanten Enthalpiestroms in Phase 4, können die steuer- und regelbarkeit deutlich erhöhen. In den bisherigen Arbeiten wurden die Vorwärmphase immer in eine Richtung durchgeführt. In dieser Arbeit stets gegen die Richtung des Normalbetriebs und in Arbeiten aus dem Projekt SOLDI stets in Richtung des Normalbetriebs. Um eine weitere Verkürzung der Anfahrdauer zu realisieren, sind auch Varianten mit unterschiedlichen Strömungsrichtungen in der Vorwärmphase denkbar und vielversprechend. Die Untersuchungen können mit dem in dieser Arbeit eingeführten Werkzeug durchgeführt werden.

# Quellenverzeichnis

- [1] ARINGHOFF, R. et al.: *Concentrated Solar Thermal Power - Now*. Techn. Ber., 2005.
- [2] BEHNKE, H.: *Numerische Mathematik III*. Vorlesungsskript, Technische Universität Clausthal, 2005.
- [3] BUCK, R.: *Sonnenstrom aus Gasturbinen*. In: *DLR Nachrichten 109 - Sonderheft Solarforschung*. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, 2005.
- [4] BUNDESMINISTERIUM FÜR UMWELT, NATURSCHUTZ UND REAKTORSICHERHEIT. *www.bmu.de*
- [5] PLAZA, D. M. (Hrsg.): *Annual Report 2004*, Plataforma Solar de Almería, 2004.
- [6] DYNASIM AB. *www.dynasim.de*
- [7] GEYER, M. (Hrsg.): *Annual Report*, Aguadulce, 2004.
- [8] HIRSCH, T.: *Dynamische Systemsimulation und Auslegung des Abscheidesystems für die solare Direktverdampfung in Parabolrinnenkollektoren*. VDI Verlag, Düsseldorf, 2005.
- [9] MÜLLER-STEINHABEN, H. et al.: *A simple friction pressure drop correlation for two-phase flow in pipes*. Chem. Eng. Process., Bd. 20, 1986, S. 297–308.
- [10] MODELICA HOMEPAGE. *www.modelica.org*
- [11] OTTER, M. et al.: *Objektorientierte Modellierung Physikalischer Systeme*. at - Automatisierungstechnik, Bd. 47-48, 1999-2000, S. A1–A48.
- [12] PITZ-PAAL, R.: *Solarthermische Kraftwerke - endlich wird gebaut*. Sonne Wind & Wärme, Bd. 11, 2005, S. 32–37.
- [13] SCHWARZ, H.: *Numerische Mathematik*. Teubner Verlag, Stuttgart, 1997.
- [14] SPILLMAN, L.: *Largest Solar Electric Power Plant Project in the World in 14 years*, 2005.

## *Quellenverzeichnis*

- [15] STIRLING ENERGY SYSTEMS, *www.stirlingenergy.com*, Pressemitteilung 2005.
- [16] WEBER, R.: *Lecture Notes in Heat Transfer*. Vorlesungsskript, Technische Universität Clausthal, 2004.
- [17] ZARZA, E. et al.: *INIDITEP: The first pre-commercial DSG solar power plant*. Solar Energy, 2006. to be published.